

**Recherche de particules de masse $500m_e$
dans le rayonnement cosmique
avec deux chambres de
Wilson couplées**

THÈSE

présentée à la Faculté des sciences de l'Université de Genève
pour obtenir le grade de Docteur ès sciences physiques

par

Pierre PIROUÉ

du

LOCLE (Suisse)

Thèse N° 1289

Recherche de particules de masse 500_{m_e} dans le rayonnement cosmique avec deux chambres de Wilson couplées

THÈSE

présentée à la Faculté des sciences de l'Université de Genève
pour obtenir le grade de Docteur ès sciences physiques

par

Pierre PIROUÉ

du

LOCLE (Suisse)

Thèse N° 1289



Editions Médecine et Hygiène
GENÈVE
1958

La faculté des sciences, sur le préavis de Monsieur le professeur R.-C. Extermann, autorise l'impression de la présente thèse, sans exprimer d'opinion sur les propositions qui y sont énoncées.

Genève, le 10 juillet 1958.

Le doyen :

Fernand Chodat

Thèse N° 1289

Les recherches faisant l'objet de cette thèse ont été effectuées pendant les années 1957 - 1958 sous la direction de M. le Professeur G.T. Reynolds, Directeur du laboratoire des particules élémentaires de l'Université de Princeton, N.J. (USA).

Je tiens à lui exprimer ici ma profonde reconnaissance pour son accueil bienveillant dans son laboratoire et pour l'intérêt qu'il n'a cessé de porter à ce travail.

Ma vive gratitude va également au Dr A. Hendel qui m'a constamment guidé dans la conduite des recherches et dont les conseils m'ont été d'une aide précieuse.

Je remercie M. Paul Botos qui a assuré la bonne marche des appareils.

Je remercie également M. le Professeur R.C. Extermann qui a présenté cette thèse à la Faculté des Sciences de l'Université de Genève.

Enfin, que la Commission genevoise du Fonds national suisse pour la Recherche scientifique veuille bien trouver ici l'expression de toute ma gratitude pour son appui financier qui m'a permis de faire ce stage aux Etats-Unis.

A MES PARENTS,

A MA FEMME.

RECHERCHE DE PARTICULES DE MASSE 500 m_e DANS LE RAYONNEMENT
COSMIQUE AVEC DEUX CHAMBRES DE WILSON COUPLEES *

Summary: This thesis reports a systematic search for long-lived cosmic ray particles of mass between that of the light mesons and the proton. Evidence for a particle of mass 500 m_e has been reported by a Russian group¹⁾. The Princeton double cloud chamber was operated at 3250 meters altitude to obtain a mass spectrum of cosmic ray particles. No production layer was used. The upper cloud chamber operated in a magnetic field of 5500 gauss and the lower chamber contained 7 copper plates of 1.27 cm thickness each. A water Cerenkov counter functioning as a velocity selector was included in the counter arrangement in order to bias against very fast particles, thereby enhancing the number of heavy particles detected compared with the number of μ -mesons. We observed 432 μ -mesons, 620 protons and no particle of mass $\sim 500 m_e$. From this sample we find that with 95% confidence the 500 m_e particle flux is $\leq 0.3\%$ of the μ flux. This result is in disagreement with the Russian experiment.

* Supported by the joint program of the Office of Naval Research and the U.S. Atomic Energy Commission.

1. INTRODUCTION

Au cours des dix dernières années, la présence de particules de masse $500 m_e$ ^{*)} dans le rayonnement cosmique a été plusieurs fois mentionnée dans la littérature ^{1) 2) 3) 4) 5) 6)}. En 1952 par exemple, Daniel et Davis ³⁾ à Bristol trouvèrent dans des émulsions photographiques des interactions de haute énergie dont les particules secondaires étaient des mésons π et probablement des mésons K. Ils observèrent également quelques particules de masse $500 m_e$ environ. Cependant, jusqu'en 1956, l'existence de particules de masse 500 n'avait jamais été prise très au sérieux.

Mais en 1956, le physicien russe Alikhaniyan et ses collaborateurs ¹⁾ publièrent les résultats d'une étude systématique du spectre de masse des rayons cosmiques. Ils trouvèrent 11 particules de masse $500 m_e$ environ et un grand nombre de protons, de mésons μ , π et K. Ils purent établir que, contrairement aux mésons π et K, ces particules de masse 500 n'étaient probablement pas produites localement et que par conséquent elles devaient se comporter d'une manière assez analogue aux mésons μ . Cependant ils ne remarquèrent aucune désintégration caractéristique.

*) m_e : masse de l'électron

En 1957, G.K. Lindeberg à Princeton mentionna dans sa thèse un fait intéressant. En étudiant des particules étranges (mésons K et hyperons) à l'aide de chambres de Wilson, il trouva 3 particules dont la masse ne correspondait ni à celle des mésons légers (μ , π), ni à celle des mésons lourds (K). Il obtint une masse moyenne de $565 \pm 29 m_e$. Cette valeur est en bon accord avec celle indiquée par le groupe russe : $522 \pm 15 m_e$. Cependant l'expérience de Lindeberg ne consistait pas en une recherche systématique de la composition du spectre de masse des rayons cosmiques; il n'est donc pas exclu que ces 3 événements appartiennent à la queue de la distribution des mésons μ et π qu'il aurait obtenue si ces derniers avaient été systématiquement analysés.

Néanmoins nous avons trouvé que les résultats présentés ci-dessus étaient suffisamment troublants pour justifier une recherche systématique de particules de masse $500 m_e$ dans le rayonnement cosmique.

Au moyen de 2 chambres de Wilson, nous avons mesuré la masse de toute particule dont le parcours R est compris dans un intervalle donné (R_1, R_2). Puisque l'expérience d'Alikhaniyan semble indiquer que ces particules ne sont pas produites localement, nous n'avons pas utilisé d'écran producteur. Dans ces conditions, nous pouvions nous attendre à trouver des mésons μ , des protons, quelques mésons π , très peu de mésons K et peut-être des mésons X ^{*)} de masse $500 m_e$ environ.

^{*)} Dans la suite nous emploierons indifféremment les termes: particules de masse $500 m_e$ environ et mésons X.

2. DISPOSITIF EXPERIMENTAL

2. 1. Description générale

L'expérience a été faite à Echo Lake (Colorado, USA) à 3250 mètres d'altitude avec 2 chambres de Wilson superposées travaillant simultanément.

La chambre supérieure se trouve dans un champ magnétique moyen de 5500 gauss et permet la mesure de la quantité de mouvement P des particules. La chambre inférieure est une chambre à écrans qui contient 7 plaques de cuivre de 1,27 cm d'épaisseur. Elle sert à mesurer le parcours R des particules. L'ensemble des 2 chambres permet de déterminer la masse de toute particule qui traverse la chambre supérieure et s'arrête dans une des plaques de la chambre inférieure. En effet, P et R déterminent univoquement la masse à condition toutefois que la particule ne subisse aucune interaction nucléaire et que la perte d'énergie par "Bremsstrahlung" soit négligeable.

La chambre supérieure permet en outre la mesure de l'ionisation par la méthode de comptage de gouttelettes. La figure 1. montre schématiquement la disposition de l'électroaimant et des 2 chambres.

Nous ne décrivons pas en détail toutes les parties

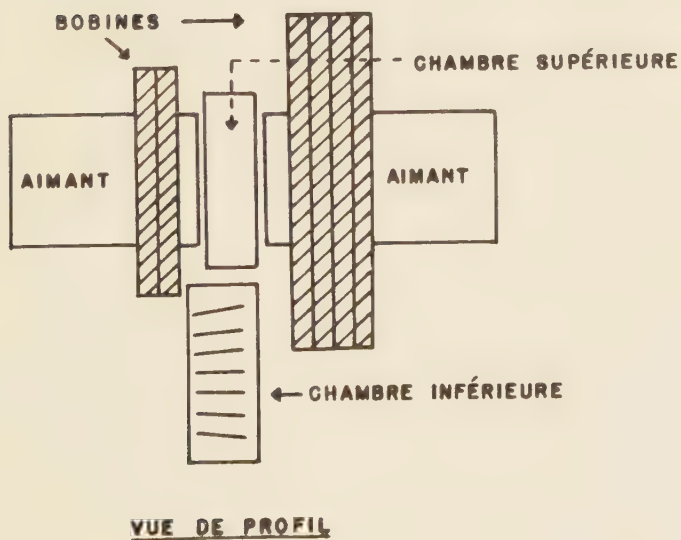
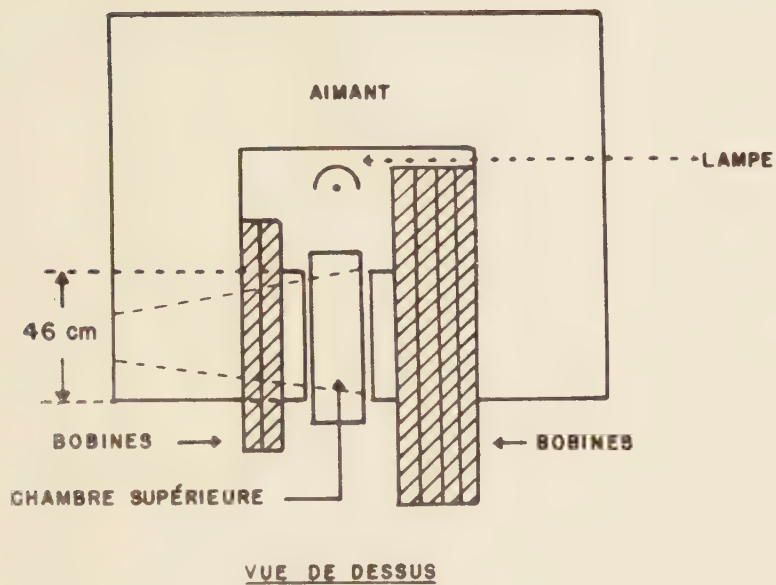


Fig. 1. Vues schématiques de l'électroaimant et des 2 chambres.

du dispositif expérimental qui est essentiellement le même qu'Arnold⁷⁾ et Lindeberg²⁾ ont décrit dans leur thèse à Princeton.

2. 2. La chambre supérieure

On détermine la quantité de mouvement P d'une particule dans la chambre supérieure en mesurant la courbure de sa trajectoire dans le champ magnétique connu. On peut obtenir l'ionisation relative I en comptant le nombre de gouttelettes par centimètre le long de la trajectoire. I permet de calculer la vitesse de la particule.

Une mesure précise de P exige que la trace de la particule soit fine et nette. Il faut donc utiliser un gaz qui soit capable de donner un nombre suffisant d'ions par cm^3 pour qu'une trace d'ionisation minimum soit aisément détectée (l'argon par exemple). Il faut aussi prendre les photographies de la chambre avant que les ions créés le long de la trajectoire aient sensiblement diffusé. Une mesure précise de I requiert au contraire une trace large, mais pas trop dense afin que les gouttelettes puissent être comptées individuellement. Il est donc nécessaire dans ces conditions d'utiliser un gaz qui ne donne pas trop d'ions par cm^3 (l'hélium) et les photographies doivent être prises après que les ions ont suffisamment diffusé. On voit donc qu'il faut adopter un compromis. Voici quelques caractéristiques de la chambre supérieure qui ont permis de le réaliser:

Gaz remplissant la chambre : Mélange de 90% d'hélium et 10% d'argon (en volume) saturé avec la vapeur d'une solution de 25% d'eau et 75% d'éthanol (en volume).

Pression du mélange argon-hélium : 88 cm Hg à 17.8°C lorsque la chambre est comprimée.

Taux de détente : $\frac{\Delta V}{V} = 7\%$

Temps de croissance des gouttelettes : 120 millisecondes

Taux de condensation sur les ions positifs : Pratiquement 100%

Taux de condensation sur les ions négatifs : Entre 30% et 100%

La chambre est éclairée à travers une fenêtre latérale par un tube à décharge en quartz de 7.600 joules Siemens. Le volume éclairé est de $39 \times 39 \times 16 \text{ cm}^3$ environ. Les 2 photographies stéréoscopiques de la chambre sont prises avec 2 appareils à travers une ouverture pratiquée dans un des pôles de l'aimant. L'angle stéréoscopique est de 17° .

Un contrôle très serré de la température est indispensable. En effet, même de très faibles variations rendent la mesure de l'ionisation I impossible car la relation entre le nombre de gouttelettes par cm et I dépend fortement de la température. D'autre part, de légères différences de température entre les parois de la chambre sont la source de courants de convection du gaz qui provoquent des distorsions des trajectoires.

L'intensité du courant dans l'électroaimant est réglée à ± 2 ampères près. La constance du débit et de la température de l'eau refroidissant l'aimant est assurée par l'eau d'un puits et un régulateur de pression. D'autre part, un thermostat maintient les parois de la chambre à une température aussi constante que possible. Dans ces conditions les variations de température de l'aimant sont de l'ordre du dixième de degré tandis que celles de l'intérieur de la chambre sont de quelques centièmes de degré.

2. 3. La chambre inférieure

La chambre inférieure est une chambre à écrans qui contient 7 plaques de cuivre de 1.27 cm d'épaisseur représentant un parcours total de 79.1 g/cm^2 . Elle permet la mesure du parcours R des particules.

Il n'est pas possible d'utiliser de l'hélium dans une chambre à écrans car la présence de plaques de métal est la cause d'un brusque réchauffement du gaz après la détente et aucune trace n'apparaît. Il faut donc employer un gaz dont le coefficient de conductibilité thermique ne soit pas trop élevé. L'argon convient très bien. On obtient alors des traces larges et denses qui rendent la mesure de l'ionisation par comptage de gouttelettes évidemment impossible.

Voici quelques caractéristiques de cette chambre :

Gaz remplissant la chambre : Argon saturé avec la vapeur d'une solution de 30% d'eau et 70% d'éthanol (en volume).

Pression de l'argon : 99 cm Hg à 17.8°C lorsque la chambre est comprimée.

Taux de détente : $\frac{\Delta V}{V} = 7\%$

Temps de croissance des gouttelettes : Environ 100 millisecondes

La chambre est éclairée à travers une fenêtre latérale par 2 tubes à décharge de quartz Siemens de 7.600 joules et 1.700 joules. Le volume éclairé est de $45 \times 45 \times 16 \text{ cm}^3$ environ. Les 2 photographies stéréoscopiques de la chambre sont également prises avec 2 appareils sous un angle stéréoscopique de 17° .

Le problème du contrôle de la température n'est pas aussi crucial que dans la chambre supérieure. Cependant de grandes

différences de température entre les parois doivent être éliminées car elles provoquent des déplacements latéraux des segments de traces entre les plaques.

2. 4. L'électroaimant

Le champ magnétique est produit par un courant de 161 ± 2 ampères circulant dans des bobines de cuivre enroulées sur les pôles d'un aimant de 10 tonnes. Le champ moyen dans l'entrefer de 23.5 cm est de 5500 gauss. Malheureusement ce champ est très inhomogène car les stéréophotographies de la chambre supérieure sont prises à travers une large ouverture trapézoïdale pratiquée dans un des pôles de l'aimant. Une carte a été dressée donnant la valeur du champ dans chaque cube de 2 cm d'arête dans l'entrefer.

2. 5. Dispositif de sélection

La figure 2. montre l'ensemble du dispositif de sélection des particules. A part le compteur de Cerenkov qui fut incorporé au cours de l'expérience et sur lequel nous reviendrons plus tard, tous les compteurs sont du type Geiger-Müller. Les compteurs A, B et C sont en coïncidence et E, D et F en anticoïncidence. Le schéma de sélection est donc : $A \ B \ C \ \bar{D} \ \bar{E} \ \bar{F}$. On voit que A et B assurent que la particule dont la trajectoire sera photographiée est bien dans l'angle solide utile, C n'étant présent que pour éliminer des coïncidences accidentelles. D qui est en anticoïncidence élimine les particules qui ne sont pas arrêtées dans la chambre inférieure. Les compteurs E et F, en anticoïncidence aussi, éliminent les gerbes latérales. La détente simultanée des 2 chambres est donc provoquée essentiellement par des particules isolées s'arrêtant dans la chambre inférieure.

Le compteur de Cerenkov, introduit plus tard, a pour but d'augmenter le nombre de particules de masse $500 m_e$ éventuellement détectées par rapport au nombre de mésons μ . Voici une brève description de l'effet Cerenkov :

Une particule chargée traversant un milieu à une vitesse plus grande que celle de la lumière dans ce milieu émet de la lumière principalement concentrée dans la région bleue du spectre. L'application du principe de Huygens permet de trouver l'angle θ formé par le front d'onde conique et la direction du mouvement de la particule (figure 3).

Soient :

u , la vitesse de la lumière dans le milieu considéré

$v = \beta c$, la vitesse de la particule dans ce milieu

$n = \frac{c}{u}$, l'indice de réfraction du milieu

La figure 3. montre que l'angle θ est donné par la relation :

$$\cos \theta = \frac{ut}{vt} = \frac{1}{n \beta}$$

L'effet Cerenkov n'a donc lieu que lorsque

$$n \beta > 1.$$

On peut montrer que le nombre de photons qui sont émis par unité de longueur et dont la fréquence est comprise entre ω et $\omega + d\omega$, est donné par

$$\frac{d^2 N}{dl} = \frac{e^2}{\hbar c^2} \left(1 - \frac{1}{n^2 \beta^2}\right) d\omega = \frac{1}{137c} \left(1 - \frac{1}{n^2 \beta^2}\right) d\omega$$

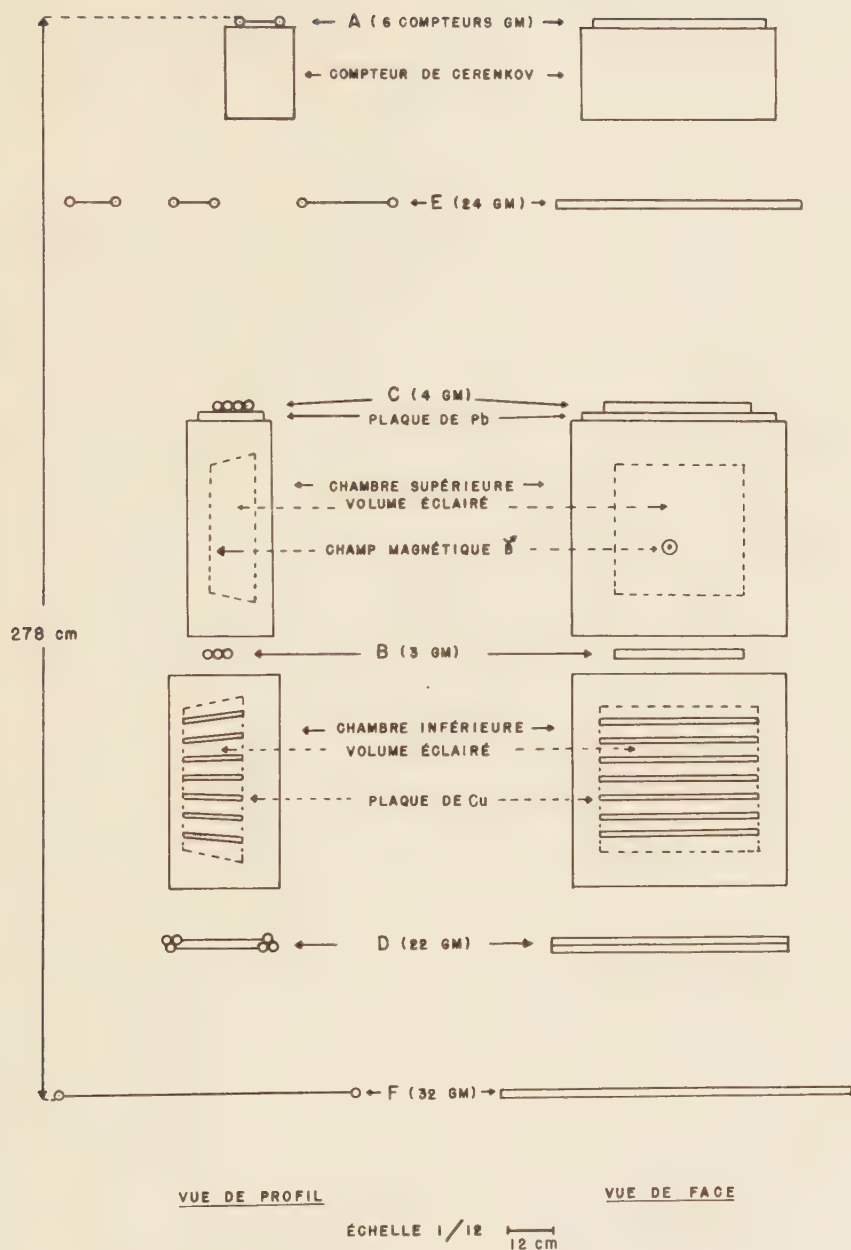


Fig. 2. Dispositif de sélection

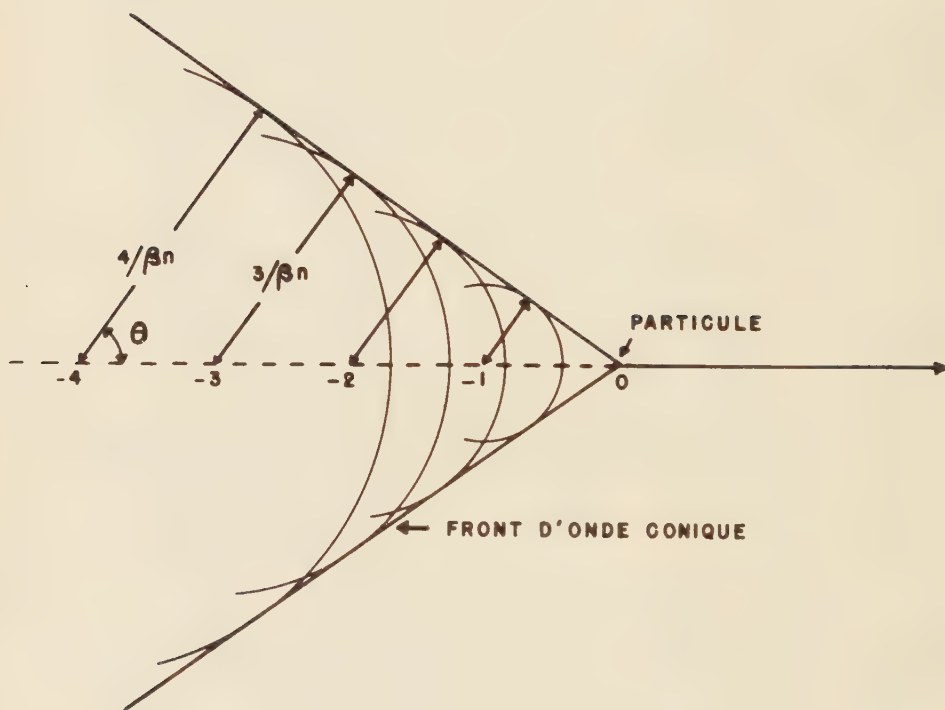


Fig. 3. Construction de Huygens du front d'onde de Cerenkov

Un photomultiplicateur sensible entre 3500 et 5000 Å verra environ

$$\frac{dN}{dl} = 360 \left(1 - \frac{1}{n^2 \beta^2} \right) \quad \text{photons/cm}$$

Si l'on exprime $\frac{dN}{dl}$ en fonction du parcours R au lieu de la vitesse β , on obtient les courbes de la figure 4. On voit donc qu'il est possible d'utiliser un compteur de Cerenkov comme sélecteur de vitesse.

L'augmentation du nombre de particules de masse 500 m_e éventuellement détectées par rapport au nombre de mésons μ est alors réalisée de la façon suivante : Un photomultiplicateur donne une impulsion dont la hauteur H est proportionnelle à $\frac{dN}{dl}$. Cette impulsion H est alors envoyée dans un discriminateur qui ne laisse passer que les impulsions dont la hauteur est plus grande que h. L'impulsion qui sort éventuellement du discriminateur est alors mise en anticoincidence. Donc en résumé, si le photomultiplicateur donne une impulsion plus petite que h, tout se passe comme si le compteur de Cerenkov n'existait pas; mais si elle est plus grande que h, les 2 chambres de Wilson ne sont précisément pas détendues.

h doit être choisi de façon à ne pas éliminer de particules de masse 500 m_e . Entre le compteur de Cerenkov et la dernière plaque de la chambre inférieure se trouvent 160 g/cm^2 d'équivalent de cuivre. La figure 4. montre que h doit donc être ≥ 120 . Si $h = 120$, tous les mésons μ dont le parcours restant est supérieur à 80 g/cm^2 seront éliminés. Pour plus de sûreté, nous avons choisi h un peu plus grand que 120 et il en est résulté une diminution du nombre de mésons μ détectés s'arrêtant dans les dernières plaques de la chambre inférieure.

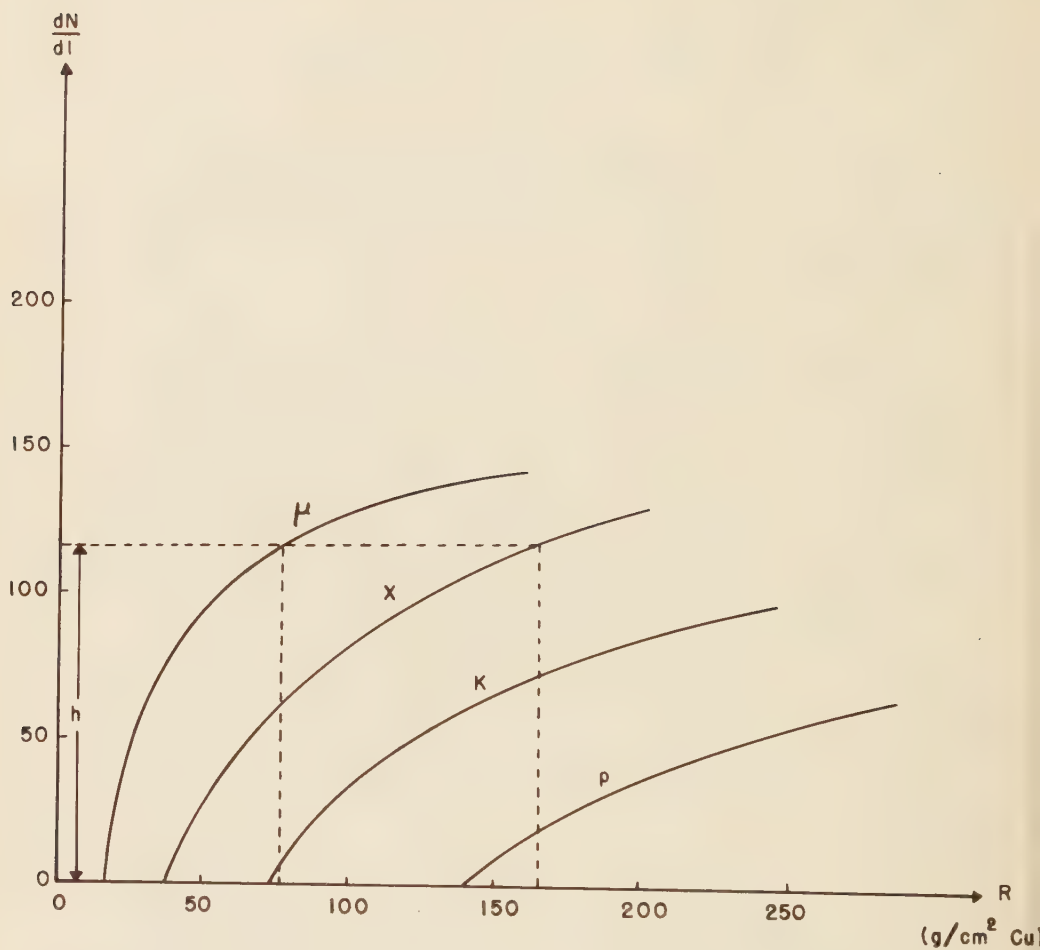


Fig. 4. Nombre de photons émis par cm dans un compteur de Cerenkov à eau ($n = 1.33$) en fonction du parcours R de différentes particules.

Le compteur de Cerenkov consiste en un parallélépipède rectangle de $50 \times 25 \times 17 \text{ cm}^3$ de volume. Sur les parois latérales se trouvent 6 photomultiplicateurs. L'intérieur du compteur est recouvert d'une couche de peinture blanche afin que la lumière qui n'atteint pas directement les photomultiplicateurs soit réfléchie sans trop de perte par absorption. Parmi les différents liquides possibles, l'eau ($n = 1,33$) s'est révélée la plus favorable.

Entre le compteur A et la dernière plaque de cuivre de la chambre inférieure se trouvent 200 g/cm^2 d'équivalent de cuivre dont 79 g/cm^2 proviennent des 7 plaques de cuivre. Une particule s'arrêtant dans une de ces plaques avait donc à l'entrée de l'appareil un parcours restant R compris entre 120 et 200 g/cm^2 environ d'équivalent de cuivre. Ces 2 limites correspondent aux limites suivantes de la quantité de mouvement P et de l'énergie E :

Tableau I

Particule (masse)	$R_1 - R_2$ en $\text{g/cm}^2 \text{ Cu}$	$P_1 - P_2$ en Mev/c	$E_1 - E_2$ en Mev
méson μ ($207 m_e$)	120 - 200	300 - 420	213 - 327
méson X ($500 m_e$)	120 - 200	450 - 580	262 - 378
proton ($1836 m_e$)	120 - 200	950 - 1160	397 - 554

3. ANALYSE DES EVENEMENTS

Chaque fois que les chambres de Wilson sont détendues, 4 photographies sont prises sur des films de 70 mm (2 photos stéréoscopiques par chambre).

L'analyse commence par un examen consciencieux des clichés. Le numéro de chaque photographie montrant un événement possible est soigneusement noté. Dans notre cas, un tel événement est simplement un arrêt. Par conséquent les 2 photos de la chambre supérieure doivent montrer une trajectoire plus ou moins courbée et celles de la chambre inférieure une trace qui s'arrête dans une des plaques. Ce travail de dépouillement, bien qu'assez fastidieux, doit être fait néanmoins avec soin. Nous reviendrons sur ce point dans le paragraphe consacré à l'analyse rapide des événements.

L'analyse proprement dite d'un événement peut se faire de différentes façons. Voici celle que nous avons adoptée pour chaque chambre. Au moyen d'appareils de projection, on projette les 2 clichés sur un écran transparent et on relève sur une feuille de papier les 2 projections coniques de la trajectoire correspondante. Le grandissement choisi correspond à la projection de la trajectoire réelle sur le plan de la fenêtre avant de la chambre considérée. Comme il n'est pas commode de travailler avec

des projections coniques, on passe directement aux projections orthogonales par une méthode classique de géométrie descriptive, les 2 nouveaux plans de projection étant le plan de la fenêtre avant et un plan vertical qui lui est perpendiculaire.

3. 1. Détermination de la quantité de mouvement

Une particule de charge e et de vitesse $\vec{v}$ dans un champ magnétique $\vec{B}$ subit une force $\vec{F}$ égale à

$$\vec{F} = e\vec{v} \times \vec{B}$$

Si $\vec{P}$ est la quantité de mouvement de la particule, l'équation différentielle du mouvement est :

$$(1) \quad \frac{d\vec{P}}{dt} = e\vec{v} \times \vec{B}$$

Cette équation est correcte du point de vue relativiste.
Soient:

R , le rayon de courbure en un point quelconque de la trajectoire

$\vec{n}$, la normale en ce point

L'équation (1) devient :

$$(2) \quad \frac{\vec{n}}{R} = \frac{e\vec{P} \times \vec{B}}{P^2}$$

Si η désigne l'angle défini par $\vec{P}$ et $\vec{B}$, l'équation (2) prend la forme :

$$(3) \quad P = eBR \sin \eta$$

Si e désigne la charge de l'électron et si l'on exprime P en Mev/c, B en kilogauss et R en mètre, on obtient :

$$(4) \quad P = 30 BR \sin \eta$$

La détermination de P se résume donc à la mesure de B, R et η .

Si $\vec{B}$ est constant, la trajectoire est une hélice circulaire d'axe $\vec{B}$ pouvant se réduire à un cercle lorsque $\vec{P}$ est perpendiculaire à $\vec{B}$. Dans ces conditions le rayon ρ du cylindre circulaire sur lequel se trouve l'hélice est :

$$\rho = R \sin^2 \eta,$$

et l'équation (4) devient :

$$P = \frac{30 B \rho}{\sin \eta}$$

La relation entre le rayon ρ , la corde l et la flèche δ d'un cercle est :

$$\rho = \frac{l^2 + 4 \delta^2}{8 \delta}$$

qui se réduit à

$$\rho = \frac{l^2}{8 \delta} \quad \text{lorsque} \quad l \gg 2 \delta$$

On mesure l , δ et η sur l'épure de la chambre supérieure par une méthode quelconque de géométrie descriptive.

Lorsque $\vec{B}$ n'est pas constant, on le remplace par un champ effectif $\vec{B}_{\text{eff}}$. R.W. Williams et G. Ascoli⁷⁾ ont montré que :

$$\vec{B}_{\text{eff}} = 0.48 \vec{B}_0 + 0.26(\vec{B}_1 + \vec{B}_2)$$

où $\vec{B}_0$, $\vec{B}_1$, $\vec{B}_2$, désignent respectivement le champ au milieu, au quart et aux trois-quarts de l'arc de trajectoire considéré. L'épure et la carte de champ qui a été dressée permettent de calculer $\vec{B}_0$, $\vec{B}_1$ et $\vec{B}_2$.

Remarque : Lorsque ρ est grand et l'arc considéré petit, la flèche δ ne peut pas être mesurée avec précision sur l'épure. Dans ce

cas on mesure la flèche directement sur le film au moyen d'un comparateur optique ou un "curvatron"⁸⁾. Un "curvatron" est essentiellement un appareil de projection muni de lentilles cylindriques. Il permet d'obtenir des agrandissements très différents selon 2 directions perpendiculaires. En plaçant convenablement le film, il est alors possible d'agrandir considérablement la flèche. Sa vraie grandeur dépend alors du grandissement et de l'angle entre la flèche et les plans de projection. Il faut également tenir compte de corrections dues à la projection conique (variation du grandissement avec la profondeur).

Erreurs : Il faut distinguer 2 sortes d'erreurs commises dans la détermination de la quantité de mouvement P.

1) Erreur systématique : Malgré un contrôle très serré de la température des différentes parties d'une chambre de Wilson, les trajectoires présentent toujours des distorsions plus ou moins compliquées. Cependant, dans notre cas, lorsque la chambre fonctionne bien, le résultat net est que la courbure de la trajectoire des particules positives est diminuée tandis que celle des particules négatives est augmentée. Il est donc nécessaire de déterminer la courbure C_D due à la distorsion. C'est en quelque sorte un étalonnage. La méthode directe qui consiste à mesurer la courbure des trajectoires lorsqu'il n'y a pas de champ magnétique n'est guère recommandable car on tâche d'éviter autant que possible des enclenchements et déclenchements répétés du courant dans l'électroaimant. Il est préférable de mesurer la courbure de la trajectoire d'une particule connue, facilement identifiable, par exemple un proton dont l'arrêt dans une plaque est très caractéristique. Connaissant le parcours R du proton, il est alors possible de calculer la quantité de mouvement P et la courbure C_R que la

trajectoire devrait avoir dans le champ $\vec{B}$ connu :

$$C_R = \frac{30 B \sin \eta}{P} \quad \text{où } P = P(R).$$

Si C_M désigne la courbure mesurée, la courbure de distorsion C_D est donnée par la relation :

$$C_D = C_R - C_M.$$

Nous avons déterminé C_D pour chaque bobine de film (500 photos environ) au moyen de 5 protons. C_D est évidemment aussi entaché d'une erreur ΔC_D .

La chambre supérieure étant ainsi étalonnée, la courbure mesurée C_M d'une trajectoire est alors modifiée de la façon suivante:

a) Pour les particules positives : $C^+ = C_M + C_D$

b) Pour les particules négatives : $C^- = C_M - C_D$.

En remplaçant dans l'équation (4) $1/R$ par $C^{\pm}$, on obtient :

$$P^{\pm} = \frac{30 B_{\text{eff}} \sin \eta}{C_M \pm C_D}$$

où $P^{\pm}$ désigne la quantité de mouvement d'une particule positive ou négative. Pour les mésons μ , C_D/C_M ne dépasse généralement pas 10%.

2) Erreurs non systématiques : Elles proviennent du scattering multiple et des mesures de $\vec{B}_{\text{eff}}$, η , C_M et C_D .

Nous avons estimé l'erreur due au scattering multiple au moyen de la formule de Bethe⁹⁾ :

$$\frac{\Delta \rho}{\rho} = \frac{1,5 \cdot 10^4}{B} \sqrt{\frac{2p}{l}} \frac{Z}{18} \quad \text{où}$$

p = pression (en atm.) $\times$ nombre d'atomes par molécule $\times \frac{273}{T}$,

T : température absolue du gaz remplissant la chambre,

l : longueur de la trajectoire en cm,

B : champ magnétique en gauss,

Z : numéro atomique du gaz remplissant la chambre,

$\frac{\Delta \rho}{\rho}$: erreur probable relative du rayon de courbure.

On voit que cette erreur est inversement proportionnelle à la racine carrée de la longueur de la trajectoire.

L'erreur commise sur B_{eff} est d'environ 3% tandis que celle sur η est généralement négligeable.

Une erreur détaillée²⁾ de l'erreur ΔC_D a montré que dans la plupart des cas :

$$\Delta C_D \leq C_D/2.$$

Enfin la principale source d'erreur est C_M ou plus précisément la flèche δ . L'emploi du "curvatron" pour la mesure de δ permet d'évaluer l'erreur $\Delta \delta$. En effet, l'épaisseur de la trace, agrandie considérablement, fixe les limites supérieure et inférieure de la flèche.

3. 2. Détermination du parcours

Le parcours d'une particule chargée dans la matière est accompagnée de pertes d'énergie due à des phénomènes d'ionisation, de rayonnement ou à des interactions nucléaires. Dans le cas des électrons, l'ionisation (perte d'énergie par collisions) ne représente qu'à des énergies relativement basses la plus importante source d'énergie perdue. A 10 ou 100 Mev (selon le numéro atomique Z de l'absorbant) la perte d'énergie par rayonnement (Bremsstrahlung) est plus élevée que celle due à l'ionisation. Dans le cas des mésons μ , l'ionisation reste la principale source d'énergie perdue jusqu'à des énergies de l'ordre de 10^5 ou 10^6 Mev. Quant aux protons, leur perte d'énergie par rayonnement n'est jamais importante; mais à partir de 1000 Mev, les interactions nucléaires sont très nombreuses. Cette remarque s'applique aussi aux mésons π qui ont une grande section efficace d'interaction nucléaire à partir de 300 Mev déjà.

Lorsque toutes les causes de perte d'énergie sont négligeables par rapport à l'ionisation, toutes les particules de même nature et de même énergie E traversent approximativement la même distance dans une substance donnée avant d'être arrêtées. On appelle cette distance le parcours moyen R . La fonction $R(E)$ satisfait à l'équation différentielle :

$$\frac{dR}{dE} = \frac{1}{k(E)}$$

où $k(E)$ désigne la perte d'énergie (par collisions) par g/cm^2 .

Le parcours ainsi défini représente la longueur de la trajectoire dans la matière, cette longueur étant mesurée généralement en g/cm^2 de cuivre. On montre facilement que :

$$R = \frac{m}{z^2} F_1\left(\frac{P}{m}\right) = \frac{m}{z^2} F_2\left(\frac{E}{m}\right)$$

pourvu que $E \ll \frac{m}{m_e} mc^2$

m : masse de la particule considérée,

E : son énergie,

P : sa quantité de mouvement,

z : sa charge (en unité de charge électronique),

m_e : masse de l'électron,

c : vitesse de la lumière dans le vide,

F_1 et F_2 : fonctions plus ou moins compliquées.

La perte d'énergie par collisions présente évidemment des fluctuations statistiques; c'est la raison pour laquelle des particules de même nature et de même énergie n'ont pas exactement le même parcours dans la matière. Ce phénomène est appelé le "straggling".

Le parcours R que nous avons à mesurer est la distance (exprimée en g/cm^2) qu'une particule a parcourue de l'intérieur de la chambre supérieure (où P a été mesuré) à l'arrêt dans une des plaques de la chambre inférieure. Entre les 2 chambres se trouvent $20 g/cm^2$ d'équivalent de cuivre et chaque plaque représente $11.3 g/cm^2$. Afin de réduire les erreurs dues à des déplacements possibles des segments de trajectoire entre les plaques, nous avons employé, dans le calcul de R , une formule qui ne dépend que des angles. Cette méthode a été décrite par Armenteros et al.¹⁰⁾.

Soient:

n , le nombre de plaques traversées entièrement par la particule (la matière entre les 2 chambres étant assimilée à une plaque),

R_1 , le parcours correspond aux n plaques entièrement traversées,

R_2 , le parcours dans la $(n+1)^{i\text{ème}}$ plaque, c'est-à-dire la plaque dans laquelle la particule s'arrête,

$R = R_1 + R_2$, le parcours total,

r_i , l'épaisseur de la $i^{i\text{ème}}$ plaque (en g/cm^2),

θ_{i1} , l'angle d'entrée de la particule dans la $i^{i\text{ème}}$ plaque par rapport à la normale à la plaque,

θ_{i2} , l'angle de sortie de la particule de la $i^{i\text{ème}}$ plaque par rapport à la normale à la plaque,

$\theta = \theta_{n+1,1}$, l'angle d'entrée de la particule dans la dernière plaque,

$f(\theta)$, un terme de correction ne dépendant que de θ et dont voici quelques valeurs :

Tableau II

θ (degré)	≤ 45	51	55	61	71
$f(\theta)$ en g/cm^2 Cu	0	0.3	0.5	1.2	5

k , une constante qui ne dépend que de la masse de la particule et de la matière traversée ($k = 0.2$ radian pour les mésons μ dans le cuivre)

Armenteros et al.¹⁰⁾ ont montré que :

$$R_1 = \sum_{i=1}^n \frac{r_i}{\cos \frac{\theta_{i1} + \theta_{i2}}{2}}$$

$$R_2 = (1+k^2) \frac{r_{n+1}}{2 \cos \theta} + f(\theta)$$

$$R = R_1 + R_2 .$$

On voit que ces formules ne dépendent que des angles θ_i dont on mesure la vraie grandeur sur l'épure de la chambre inférieure par une méthode quelconque de géométrie descriptive.

On peut également trouver R_2 en évaluant l'ionisation de la particule entre la $n^{\text{ième}}$ et la $(n+1)^{\text{ième}}$ plaque. Il faut alors faire une hypothèse sur la nature de la particule. Cette méthode est particulièrement bonne lorsqu'on a affaire à un proton.

Erreurs : Les erreurs commises dans la mesure des angles θ_i , s'évaluent lors de la reconstruction spatiale de la trajectoire.

Entre les chambres se trouvent des compteurs de Geiger cylindriques qui n'offrent pas une épaisseur constante aux particules qui les traversent. L'erreur quadratique moyenne est de $1,0 \text{ g/cm}^2$.

L'erreur due au "straggling" est environ de 3% du parcours total des mésons μ et de 2% du parcours total des protons.

L'erreur due au scattering multiple est particulièrement importante dans la dernière plaque. Armenteros et al. ¹⁰⁾ ont calculé que :

$$(\Delta R_1)^2 = \frac{1}{12} \sum_{i=1}^n \left(\phi_{i,i} r_i \frac{\frac{\theta_{i1} + \theta_{i2}}{2} \operatorname{tg} \frac{\theta_{i1} + \theta_{i2}}{2}}{\cos \frac{\theta_{i1} + \theta_{i2}}{2}} \right)^2$$

$$(\Delta R_2)^2 = R_2^2 \left(\frac{1}{3} + \frac{k^2 \operatorname{tg}^2 \theta}{2(1-k^2)^2} \right) \quad \text{où}$$

ΔR_1 : erreur due au scattering multiple dans les n premières plaques,

ΔR_2 : erreur due au scattering multiple dans la dernière plaque,

ϕ_i^2 : moyenne du carré des angles de scattering projetés pour la $i^{\text{ième}}$ plaque (une hypothèse sur la nature de la particule est nécessaire pour calculer ϕ_i^2).

Remarque : Si R_2 est évalué au moyen de l'ionisation entre l'avant-dernière et la dernière plaque, ΔR_2 est simplement l'erreur commise dans cette évaluation.

3. 3. Calcul de la masse

La masse m d'une particule est univoquement déterminée par sa quantité de mouvement P et son parcours R . En effet nous avons vu que :

$$R = \frac{m}{Z} F_1\left(\frac{P}{m}\right).$$

En résolvant l'équation par rapport à m , on obtient:

$$m = f(R, P),$$

et cette fonction est uniforme.

Nous avons calculé m au moyen des courbes publiées par Aron, Hoffman et Williams¹¹⁾.

Il y a cependant une précaution à prendre : Le parcours R doit provenir uniquement de la perte d'énergie par collisions (ionisation). A des énergies de l'ordre de quelques centaines de Mev, l'énergie perdue par rayonnement (Bremsstrahlung) est négligeable pour toute particule de masse égale ou supérieure à celle du méson μ . Mais les protons et surtout les mésons π peuvent subir des interactions nucléaires; dans ce cas, R n'a plus aucune signification. Il est en général assez aisé de détecter une interaction nucléaire dans une plaque (production de plusieurs

particules (étoiles), très grand angle de scattering, brusque augmentation de l'ionisation, etc.). Mais il peut arriver qu'un méson π par exemple, subisse un scattering inélastique qui ne soit pas immédiatement détecté. Dans ces conditions, le parcours R_M mesuré est plus petit que le parcours R_R que le méson aurait eu si toute son énergie avait été perdue par ionisation. Il en résulte que si :

$$m_R = f(R_R, P) \approx m_\pi ,$$

alors :

$$m_M = f(R_M, P) > m_\pi .$$

La masse ainsi obtenue est plus grande que celle du méson π ($m_\pi = 273 m_e$) et comme nous cherchons des particules de masse $500 m_e$, nous devons spécialement prendre garde aux interactions nucléaires de mésons π . C'est la raison pour laquelle nous avons mesuré l'ionisation relative I dans la chambre supérieure dans tous les cas douteux. La connaissance de I n'est pas nécessaire à la détermination de m , lorsque P et R sont connus. Mais si I_M mesuré ne correspond pas à I_R déterminé par P et R , il y a alors une grande probabilité que la particule ait subi une interaction nucléaire et que par conséquent le parcours R_M mesuré n'ait pas de signification.

3. 4. Détermination de l'ionisation relative dans la chambre supérieure

L'ionisation spécifique probable $j_T(E)$ ^{12) 13) 14)} est le nombre moyen total de paires d'ions produits par g/cm^2 par une particule primaire d'énergie E et par tous les électrons secondaires qui sont éjectés des atomes avec une énergie plus petite que T . On montre que :

$$j_T(E) = \frac{k_T(E)}{V_0}$$

où V_0 désigne l'énergie moyenne perdue par paire d'ions produits et $k_T(E)$, l'énergie perdue par g/cm^2 par une particule primaire d'énergie E lors de l'éjection d'électrons d'énergie plus petite que T .

$$k_T(E) = \frac{2 \pi N Z e^4}{A m_e c^2 \beta^2} \left(\ln \frac{2 m_e c^2 \beta^2 T}{J^2 \sqrt{(1-\beta^2)^2 + \beta^4 \frac{\alpha^2}{J^4}}} - \beta^2 \right)$$

à condition que $\beta \gg \beta_{\text{électron atomique}}$ et où $\alpha = \frac{4 \pi n h e^2}{m_e}$.

N : nombre d'Avogadro

Z : numéro de charge atomique du milieu

A : " " masse " " "

e : charge de l'électron

m_e : masse " "

c : vitesse de la lumière dans le vide

$\beta = v/c$: vitesse réduite de la particule primaire ($\beta = \beta(E)$)

T : énergie de coupure

J : potentiel moyen d'ionisation d'un atome de numéro atomique Z

$\hbar = h/2\pi$: constante de Planck

n : nombre d'électrons par unité de volume du milieu.

$k_T(E)$ est minimum pour une valeur particulière E^*

de E . L'ionisation relative I est alors définie par la relation :

$$I = \frac{j_T(E)}{j_T(E^*)} = \frac{k_T(E)}{k_T(E^*)} \quad \text{et} \quad 1 \leq I \leq \infty$$

I dépend de E par l'intermédiaire de β seulement, c'est-à-dire de la vitesse de la particule primaire. On exprime généralement I en fonction de la quantité de mouvement réduite σ :

$$I = I(\sigma) \quad (\text{voir fig. 5})$$

où

$$\sigma = \frac{p}{mc} = \frac{\beta}{\sqrt{1-\beta^2}} .$$

Il est possible de faire fonctionner une chambre de Wilson de telle manière que la probabilité de formation de gouttelettes sur les ions créés le long de la trajectoire d'une particule chargée soit constante. Il est également possible de distinguer individuellement l'image photographique des gouttelettes formées. Comme l'énergie moyenne perdue par ion est constante¹⁵⁾, on voit que l'on peut mesurer l'ionisation quantitativement en comptant le nombre de gouttelettes par cm^{16) 17) 18) 19) 20) 21) 22)}.

La détermination de l'ionisation par comptage de gouttelettes dans la chambre supérieure de Princeton a été décrite en grand détail par G.K. Lindeberg²⁾. En voici le principe : Au moyen d'un microscope binoculaire, on compte le long de la trace d'une particule le nombre de gouttelettes par cellule de 0,16 mm. Comme il est difficile de distinguer plus de 20 gouttelettes par cellule, l'énergie de coupure T a été choisie de façon à corres-

pondre à 20 gouttelettes. L'énergie moyenne perdue par ion est environ de 25 ev, d'où :

$$T = 20 \times 25 = 500 \text{ ev.}$$

La figure 5. montre la courbe $I = I(\sigma)$ pour $T = 500$ ev. Toute cellule contenant plus de 20 gouttelettes est donc rejetée.

Il faut aussi étalonner la chambre, c'est-à-dire trouver le nombre de gouttelettes par cm correspondant à une trace d'ionisation minimum. Ce niveau minimum est sujet à de fortes variations (de 15 à 25 gouttelettes par cm). On effectue l'étalonnage en étudiant des particules connues, facilement identifiables, par exemple des électrons. On compte le nombre de gouttelettes par cm et on mesure la quantité de mouvement P . I est alors déterminé par la courbe de la figure 5 ($\sigma = P/m_e c$). Pour chaque événement dont on désire connaître l'ionisation, il faut analyser au moins 2 à 3 électrons (ou mésons μ) situés aussi près que possible de l'événement intéressant.

Cette méthode peut être employée sans correction dans un intervalle d'ionisation : $1 \leq I \leq 2.5$. Si $I > 2.5$, il faut alors tenir compte du chevauchement des images des gouttelettes.

Erreurs : L'erreur commise dans la détermination de I provient de l'incertitude du niveau minimum, des erreurs de comptage et des fluctuations statistiques du phénomène représentées par l'écart quadratique moyen de la distribution du nombre de gouttelettes par cellule.

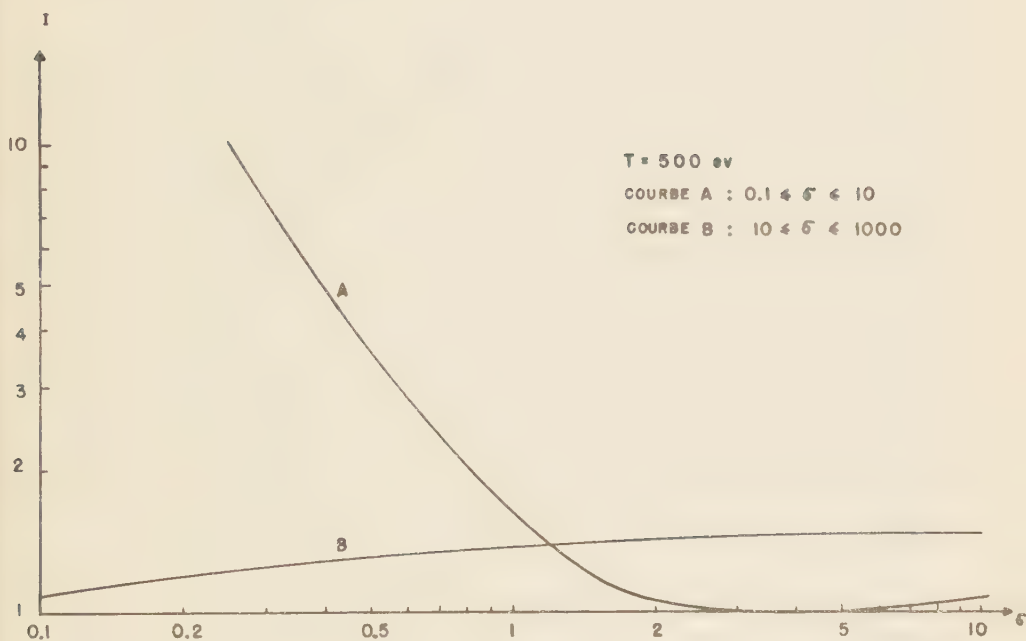


Fig. 5. L'ionisation relative I en fonction de la quantité de mouvement réduite σ (calculée pour la chambre supérieure).

3. 5. Méthode d'analyse rapide des événements

Si l'on considère la figure 2., on remarque qu'une particule qui traverse les compteurs A, C et B et qui s'arrête dans la chambre inférieure a nécessairement traversé la chambre supérieure presque perpendiculairement au champ magnétique. On se trouve donc dans d'excellentes conditions pour mesurer directement sur le film la flèche δ et la corde l qui sont presque vues en vraie grandeur, au grandissement α près (α s'obtient facilement à partir des 2 photos stéréoscopiques). Nous supposons dans ce cas que le champ magnétique B est une fonction de la profondeur seulement, donc de α . Quant au parcours R, on peut également le mesurer directement sur le film en admettant que la particule s'est arrêtée au milieu de la dernière plaque. Dans ces conditions, P et R peuvent être déterminés par la mesure directe sur le film de l, δ, α, ψ et n (ψ est l'angle entre la direction générale de la trajectoire et la normale aux plaques et n , le nombre de plaques traversées par la particule). L'erreur relative commise sur la masse m n'excède pas 10%.

Comme nous n'avons pas utilisé d'écran producteur, nous pouvions nous attendre à trouver des mésons μ et des protons en grand nombre, quelques mésons π et peut-être des mésons X de masse $500 m_e$. Nous avons divisé ces particules en 2 groupes :

- 1) Particules légères : comprenant essentiellement les mésons μ (+ les quelques mésons π et X).
- 2) Particules lourdes : comprenant les protons et peut-être quelques deutérons.

Il est extrêmement facile de reconnaître immédiatement sur un cliché à quel groupe une particule appartient. (voir planches I et II).

Planche I : Arrêt caractéristique d'un méson μ^+ .

La courbure de la trajectoire dans la chambre supérieure est relativement élevée. L'ionisation des segments de trace dans la chambre inférieure n'augmente que très peu. Les angles de scattering sont relativement grands. Ce méson μ^+ s'est arrêté dans la cinquième plaque, puis s'est désintégré en un électron positif et 2 neutrinos. La trace de cet électron est nettement visible entre la quatrième et la cinquième plaque. La distance séparant les 2 chambres n'est pas à l'échelle. En réalité cette distance est beaucoup plus grande. C'est la raison pour laquelle les traces supérieure et inférieure apparaissent mal alignées.

Planche II : Arrêt caractéristique d'un proton.

Dans la chambre supérieure, la trajectoire est presque rectiligne. Dans la chambre inférieure, l'augmentation de l'ionisation des segments de trace est très marquée. Les angles de scattering sont très petits. Ce proton s'est arrêté dans la septième plaque. Les traces supérieure et inférieure apparaissent également mal alignées car la distance séparant les 2 chambres n'est pas à l'échelle.

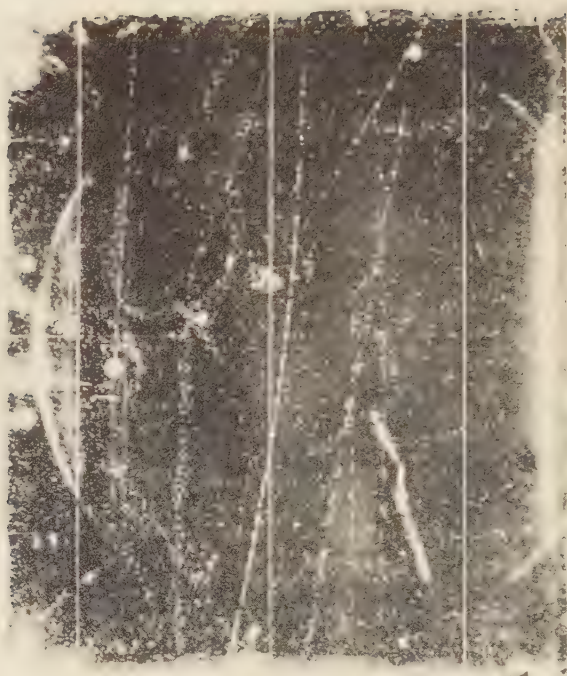


Planche I

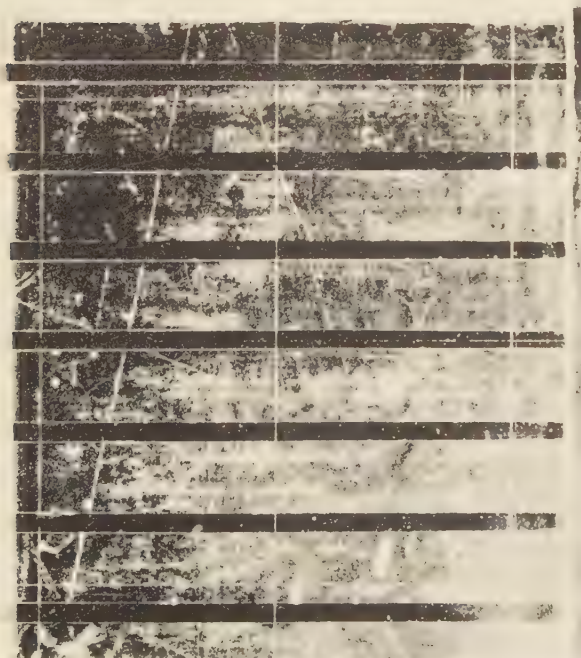


Planche II

Supposons que cette méthode soit appliquée directement à une série de 500 photographies par exemple. Elle conduira au résultat suivant (voir la distribution de masse schématique de la fig. 6.) :

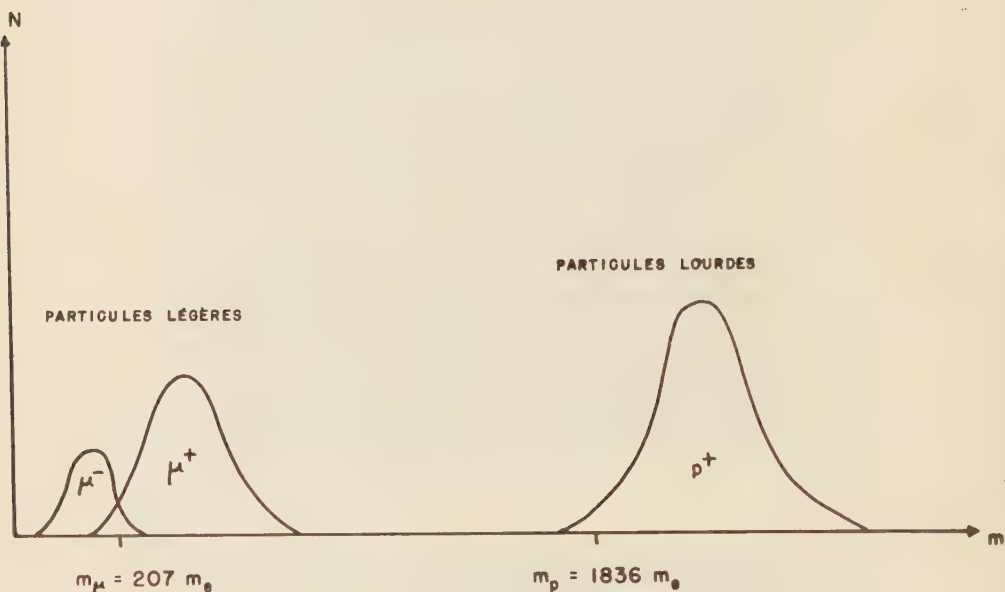


Figure 6

Toutes les particules positives ont une masse trop grande et toutes les particules négatives ont une masse trop petite

Cette différence provient de la courbure de distortion C_D discutée au § 3.1. Pour chaque série de 500 photos, nous avons estimé C_D de la façon suivante :

Toutes les particules légères positives (μ^+) sont supposées être des mésons μ^+ . On calcule alors pour chaque (μ^+)ⁱ quelle devrait être la courbure C_R^{+i} dans le champ magnétique, connaissant le parcours R . Si C_M^{+i} est la courbure mesurée associée à

la $i^{\text{ième}}$ particule légère, la différence

$$C_D^{+i} = C_R^{+i} - C_M^{+i}$$

est la courbure de distorsion associée à cette particule. Soit n^+ , le nombre de particules légères positives trouvées dans la série des 500 photos. C_D^+ est alors défini par la relation :

$$C_D^+ = \frac{1}{n^+} \sum_{i=1}^{n^+} C_D^{+i}$$

La masse de chaque particule légère positive $(\mu^+)^i$ est alors recalculée à partir du parcours R et de la nouvelle courbure C^{+i} :

$$C^{+i} = C_M^{+i} + C_D^+.$$

Un calcul analogue effectué sur les particules légères négatives (μ^-) conduit aux relations :

$$C_D^{-i} = C_M^{-i} - C_R^{-i}$$

$$C_D^- = \frac{1}{n^-} \sum_{i=1}^{n^-} C_D^{-i}$$

$$C^{-i} = C_M^{-i} - C_D^-.$$

Nous avons calculé séparément C_D^+ et C_D^- pour la raison suivante : La présence du champ magnétique et la disposition des compteurs de sélection A, C et B tendent à rassembler les trajectoires de particules positives sur un côté de la chambre supérieure et les trajectoires de particules négatives sur le côté opposé. (fig. 7).

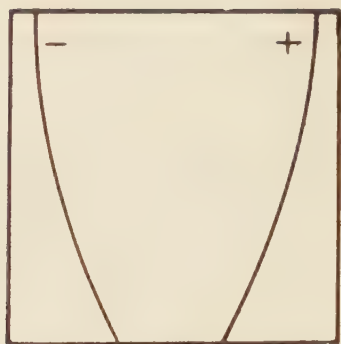


Fig. 7.

Cet effet est beaucoup plus marqué pour les particules légères que pour les particules lourdes car les trajectoires de ces dernières ne sont que faiblement courbées. Dans ces conditions, on peut s'attendre à une différence sensible entre C_D^+ et C_D^- .

L'effet n'existant donc pratiquement pas pour les protons, nous avons utilisé pour ceux-ci la courbure de distorsion C_D suivante (moyenne pondérée entre C_D^+ et C_D^-) :

$$C_D = \frac{n^+ C_D^+ + n^- C_D^-}{n^+ + n^-} .$$

Comme le proton est une particule positive, la nouvelle courbure C^i associée au $i^{\text{ième}}$ proton sera :

$$C^i = C_M^i + C_D .$$

Les masses ainsi recalculées pour toutes les particules trouvées parmi les 500 photos, conduisent à une distribution de la forme suivante : (Fig. 8)

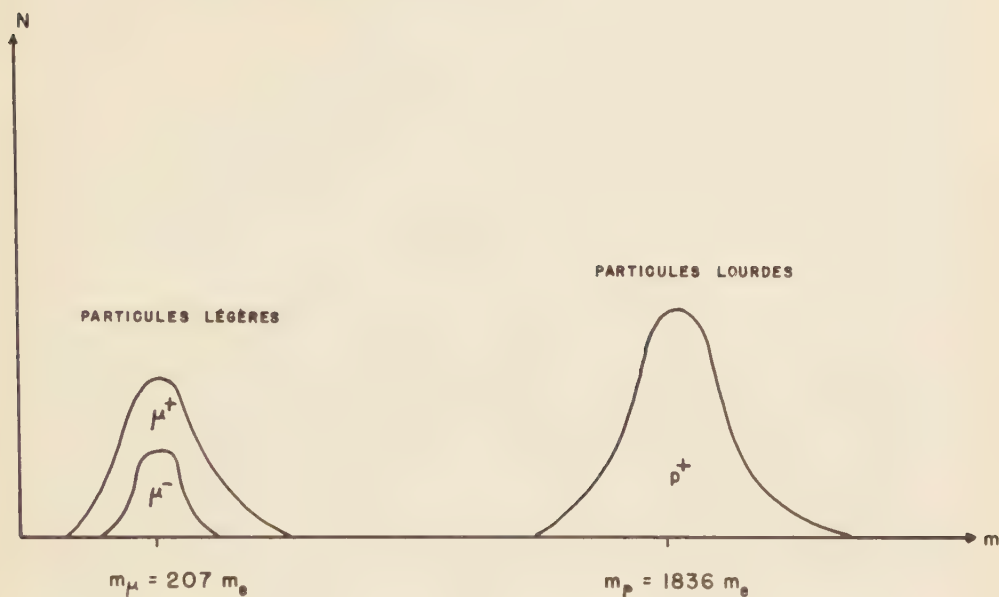


Fig. 8

Le fait que le centre de gravité de la distribution des protons se trouve approximativement à l'abscisse $m = m_p$ est une vérification que la courbure de distorsion ne dépend pas de la nature d'une particule.

Comme les conditions de marche d'une chambre de Wilson ne sont pas exactement les mêmes au cours d'une expérience, il est indispensable de calculer cette courbure de distorsion pour chaque série de 500 photographies environ.

4. RESULTATS

Durant la période avril 1957 - novembre 1957, environ 16300 photographies ont été prises et dépouillées. Par la méthode d'analyse rapide exposée au paragraphe 3.5., nous avons déterminé la masse correspondant à tout événement satisfaisant aux conditions suivantes :

- a) Les 4 photographies stéréoscopiques (2 par chambre) doivent être de bonne qualité et la trace de la particule doit apparaître entièrement sur les 4 photos.
- b) La particule doit avoir traversé entièrement la chambre supérieure de haut en bas.
- c) L'alignement des traces supérieure et inférieure doit être satisfaisant, compte tenu de la présence du champ magnétique.
- d) Dans la chambre inférieure, les angles de scattering et l'ionisation doivent être compatibles avec le type de particule observée.
- e) La particule ne doit avoir subi aucune interaction nucléaire.
- f) L'arrêt dans une plaque quelconque doit être suffisamment éloigné des limites du volume éclairé de la chambre inférieure.

Tout événement ne satisfaisant pas à ces 6 conditions est rejeté. Il y a malheureusement bien des cas dans lesquels

il est difficile de prendre une décision. En règle générale, nous avons analysé complètement tout événement présentant quelque ambiguïté.

Il est parfois particulièrement difficile de savoir si la condition f) est remplie car les limites du volume éclairé ne sont pas connues avec précision. Si l'on admet que la particule s'est arrêtée dans une plaque, et qu'en réalité elle est sortie de la chambre, le parcours mesuré n'est pas le parcours total et la masse calculée est trop grande. En voici un exemple :

Événement No 80763 : Cet événement présente un arrêt dans la troisième plaque qui est proche de la limite du volume éclairé. La masse, déterminée par P et R, est : $510 m_e$. Mais s'agit-il d'un arrêt véritable ? Probablement non car la valeur de l'ionisation I dans la chambre supérieure n'est pas compatible avec une particule de quantité de mouvement P et de masse $510 m_e$. P et I indiquent plutôt qu'il s'agit d'un méson μ ou π . Donc cette particule ne s'est probablement pas arrêtée dans la troisième plaque et le parcours mesuré ne représente pas le parcours total. Cet événement a donc été rejeté.

Nous avons expliqué dans le paragraphe 3.3. pour quelle raison la condition a) est si importante. Voici un exemple typique qui a nécessité un long travail d'analyse :

Événement No. 69851 : Le résultat de l'analyse complète est le suivant :

Quantité de mouvement : $P = 369 \pm 22 \text{ Mev}/c$

Parcours : $R = 77 \pm 6 \text{ g/cm}^2 \text{ Cu}$ (arrêt dans la cinquième plaque).

Masse déterminée par P et R : $m = 514 \pm 61 m_e$.

Il y a cependant quelques remarques à faire à

propos de cet événement :

1) Les photographies de la chambre supérieure montrent que la trajectoire de la particule étudiée appartient à une gerbe dont l'origine est située dans la paroi supérieure de la chambre. Il y a donc là une indication quasi certaine que la particule a été produite localement au cours d'une interaction nucléaire. (voir planche III)

2) L'angle de scattering ϕ dans la quatrième plaque est anormalement grand (voir condition d) :

$$\phi = 57^{\circ} \pm 12^{\circ}$$

Si l'on suppose que la masse de cette particule est $514 m_e$ l'estimation visuelle de l'ionisation entre la quatrième et la cinquième plaque permet de calculer l'angle de scattering ϕ_x :

$$\phi_x = 10^{\circ} + 10^{\circ} - 2^{\circ}$$

(L'angle de scattering ϕ est l'écart quadratique moyen de la distribution des angles de scattering dont la moyenne est zéro).

On voit donc que dans ces conditions, un angle de 57° est très improbable.

De nouveau, la valeur de l'ionisation dans la chambre supérieure a été un argument décisif. Etant donné :

$$P = 369 \text{ Mev/c,}$$

l'ionisation I dans la chambre supérieure devrait être la suivante :

Planche III : Evénement No 69851

Une des particules (voir flèche) de la gerbe visible sur le cliché supérieur s'est arrêtée dans la cinquième plaque (les traces supérieure et inférieure n'apparaissent pas alignées car la distance séparant les 2 chambres n'est pas à l'échelle). C'est très probablement un méson π^+ dont l'origine est située dans la paroi supérieure de la chambre du haut (pas visible sur le cliché) et qui a subi un scattering inélastique dans la quatrième plaque. On remarque une brusque augmentation d'ionisation du dernier segment de trace. Le grand angle de scattering (57^0) dans la quatrième plaque n'est pas visible sur ce cliché.

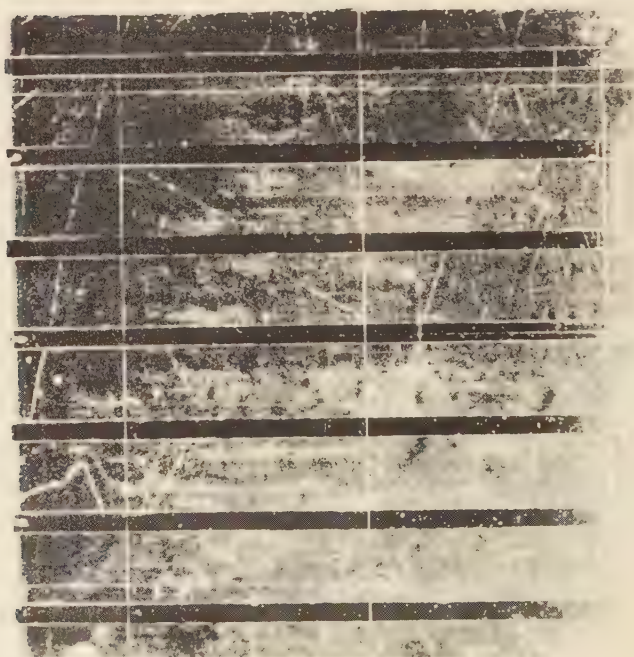
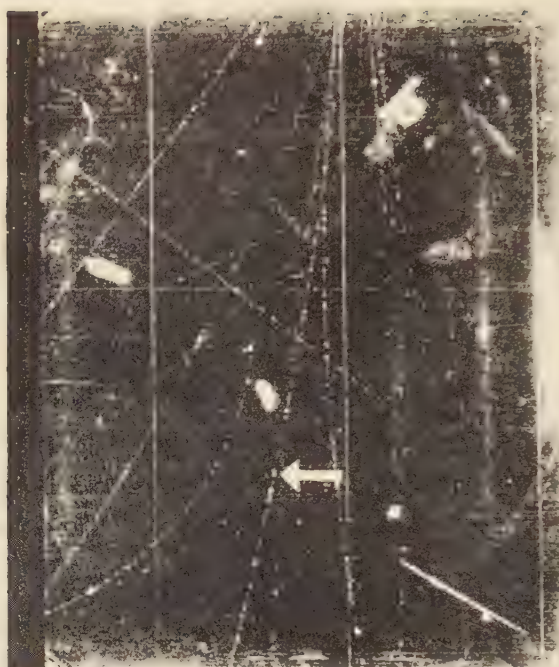


Planche III

Méson μ ($m = 207 m_e$) : $I = 1.00$

Méson π ($m = 273 m_e$) : $I = 1.01$

Méson X ($m = 500 m_e$) : $I = 1.21$

Méson X ($m = 550 m_e$) : $I = 1.29$

Nous avons trouvé :

$$I = 0.97 \pm 0.10$$

On voit qu'il ne peut s'agir d'un méson X.

Cette particule est donc fort probablement un méson π qui a été produit dans la paroi supérieure de la chambre du haut et qui a subi une interaction nucléaire (scattering inélastique) dans la quatrième plaque de la chambre du bas. Dans ces conditions, le parcours mesuré n'a plus de signification et nous avons donc rejeté cet événement.

Le résultat final de nos mesures est résumé dans la figure 9.

Sur 1052 arrêts, nous avons trouvé :

432 particules légères (positives et négatives),

620 particules lourdes (positives)

La figure 9. montre que les particules légères sont essentiellement des mésons μ . Peu de mésons π semblent avoir été observés car la distribution des particules légères ne présente aucun maximum autour de l'abscisse $m = 273 m_e$. Les 2 particules de masse supérieure à $325 m_e$ proviennent d'une bobine de film pour laquelle il a été difficile de déterminer la courbure de distorsion C_D . En effet, une panne de circulation d'eau a provoqué des variations de température, créant ainsi des courants de convection dans la chambre supérieure. Dans ces conditions, il est impossible

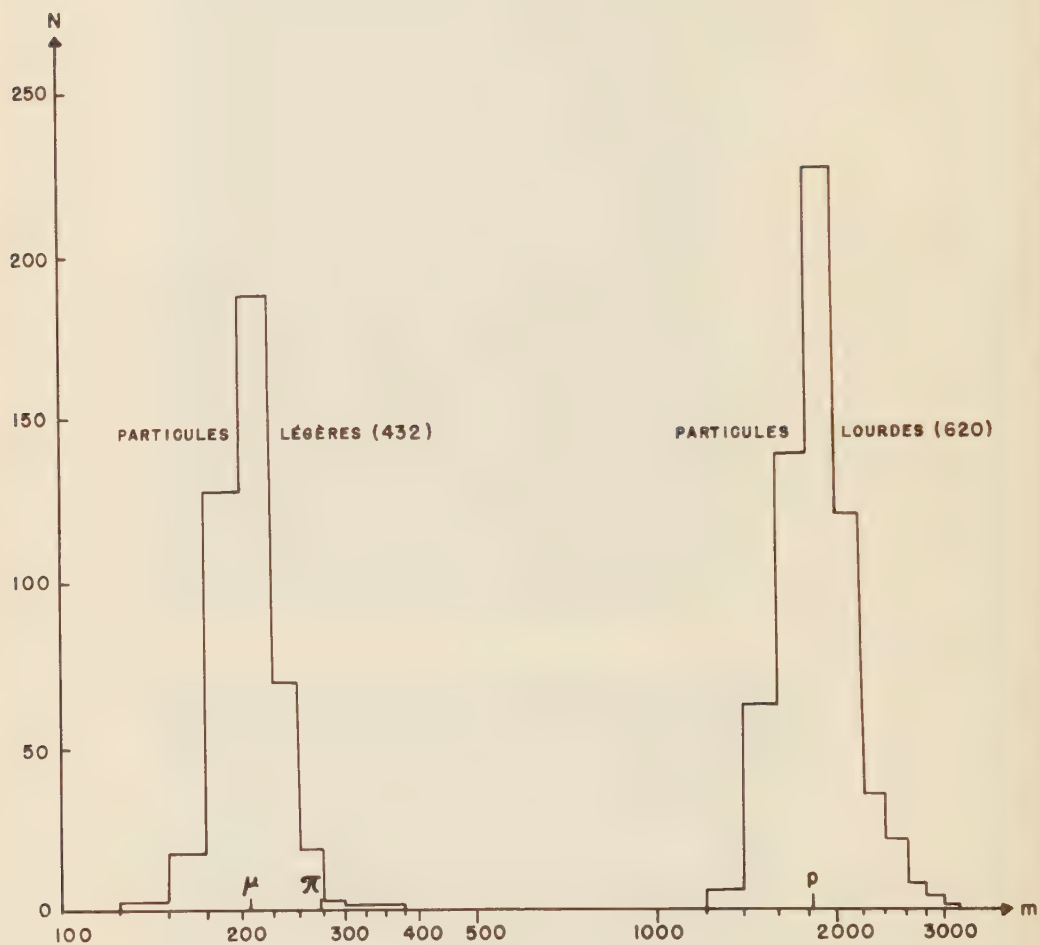


Fig. 9. Distribution de masse des particules observées

de mesurer la courbure de distorsion avec précision. Ces 2 particules sont probablement des mésons μ ou π .

Les particules lourdes sont évidemment des protons. La partie droite de la distribution correspondante contient peut-être quelques deutérons.

Comme prévu, aucun méson K ($m = 966 m_e$) ne semble avoir été observé.

Le fait important à signaler est l'absence complète d'événements autour de l'abscisse $m = 500 m_e$. Comme l'erreur commise dans la détermination de la masse d'une particule est environ de 10% (écart quadratique moyen des distributions), il n'y a pas de doute que même une petite distribution autour de l'abscisse $m = 500 m_e$ aurait pu être décelée sans difficulté.

On ne peut évidemment pas conclure de ces mesures que les particules de masse $500 m_e$ n'existent pas dans le rayonnement cosmique. On ne peut que donner une limite supérieure de leur flux. En comparant leur flux à celui des mésons μ , on verra que notre résultat n'est pas en très bon accord avec celui du groupe russe.

5. INTERPRETATION DES RESULTATS

5. 1. Calcul du rapport du flux de mésons X au flux de mésons μ .

soient :

F_μ , le flux de mésons μ de parcours R ($R_1 \leq R \leq R_2$),

F_X , " " " " " X " " " " ,

A , le rapport des 2 flux, d'où :

$$A = \frac{F_X}{F_\mu}$$

Soit $\bar{N}$, le nombre moyen de particules contenues dans un angle solide Ω , traversant une surface S en un temps T et dont le parcours est compris entre 2 limites R_1 et R_2 . On peut toujours poser :

$$\bar{N}_X = a_X F_X$$

$$\bar{N}_\mu = a_\mu F_\mu,$$

où

$$a_X = a_X(\Omega_X, S_X, T_X, (R_2 - R_1)_X)$$

$$a_\mu = a_\mu(\Omega_\mu, S_\mu, T_\mu, (R_2 - R_1)_\mu).$$

Appelons :

$$a = \frac{a_X}{a_\mu}$$

S'il n'y avait pas de champ magnétique, nous aurions respectivement :

$$\Omega_X, S_X, T_X, (R_2 - R_1)_X = \Omega_\mu, S_\mu, T_\mu, (R_2 - R_1)_\mu$$

et a serait égal à 1.

Lorsque le champ magnétique est présent, seule la relation

$$T_X = T_\mu$$

reste rigoureusement vraie. Examinons chaque cas séparément :

1) Angle solide - surface : $(\Omega S) = \iint dS d\Omega$

$$\text{Si } R_\mu = R_X, \quad (R : \text{parcours})$$

$$\text{alors } P_\mu < P_X \quad (P : \text{quantité de mouvement})$$

$$\text{et } C_\mu > C_X \quad (C : \text{courbure de la trajectoire})$$

La trajectoire d'un méson μ dans le champ magnétique est donc plus courbée que celle d'un méson X , ce qui a pour conséquence que le produit (ΩS) doit être remplacé par un produit effectif $(\Omega S)^{\text{eff}}$.

On a alors :

$$(\Omega S)_\mu^{\text{eff}} < (\Omega S)_X^{\text{eff}}$$

La situation est particulièrement compliquée du fait qu'à différents parcours correspondent différentes courbures dans le champ magnétique. Il existe donc un produit $(\Omega S)^{\text{eff}}$ pour chaque type de particule et pour chaque plaque de la chambre inférieure. Par intégration graphique, nous avons trouvé :

$$a \Omega S = \frac{(\Omega S)_X^{\text{eff}}}{(\Omega S)_\mu^{\text{eff}}} = 1.66$$

2) Intervalle de parcours (R_1, R_2) :

Le champ magnétique et les compteurs sont situés de telle façon que les mésons μ peuvent traverser la chambre inférieure plus obliquement que les mésons X. Dans ces conditions :

$$(R_2 - R_1)_{\mu}^{\text{eff}} > (R_2 - R_1)_X^{\text{eff}} .$$

Cette correction est cependant négligeable dans notre cas, d'où :

$$a_R = \frac{(R_2 - R_1)_X^{\text{eff}}}{(R_2 - R_1)_{\mu}^{\text{eff}}} \approx 1 .$$

Les conditions d'observation des mésons X et μ sont encore différentes sous 3 aspects. Il est également possible d'en tenir compte au moyen d'un facteur a .

3) Scattering multiple :

La présence de 120 g/cm^2 de matière au-dessus de la chambre inférieure a pour effet d'éliminer, par scattering, un plus grand nombre de mésons μ que de mésons X. En effet, si

$$\begin{aligned} R_{\mu} &= R_X & (R : \text{parcours}) \\ \phi_{\mu}^2 &> \phi_X^2 & (\phi^2 : \text{moyenne du carré des angles} \\ & & \text{de scattering}) \end{aligned}$$

On peut tenir compte de cet effet au moyen d'un facteur $a_{sc.}$: Si l'on suppose 2 flux égaux et isotropes F_{μ} et F_X , le nombre moyen $\bar{N}_X$ de mésons X réellement observés par rapport à $\bar{N}_{\mu}$ sera :

$$\bar{N}_X = a_{sc.} \bar{N}_\mu$$

Nous avons trouvé graphiquement que :

$$a_{sc.} = 1.33$$

4) Effet dû au compteur de Cerenkov :

Le compteur de Cerenkov augmente aussi le nombre de mésons X détectés par rapport au nombre de mésons μ . Son influence sur l'ensemble des résultats est très faible car nous ne l'avons utilisé que pendant un temps très court. En comparant les nombres moyens de mésons μ observés avec et sans compteur, nous avons pu déterminer que :

$$a_C = 1.09$$

5) Loi de distribution des particules par rapport à la verticale à la surface de la terre :

Soient I_0 , l'intensité verticale des particules
 I_θ , " à l'angle θ .

On sait que la relation entre I_0 et I_θ est approximativement (pour les mésons μ du moins) :

$$I_\theta = I_0 \cos^2 \theta$$

On peut également tenir compte de cette loi au moyen d'un facteur a_I . Cependant si l'on admet que cette relation est vraie pour les mésons μ et X, on trouve que :

$$a_I \approx 1$$

Calcul de a : La valeur finale de a qui tient compte des 5 effets

décrits ci-dessus est alors :

$$a = \frac{a_X}{a_\mu} = a_{\Omega S} a_R a_{sc.} a_C a_I = 2.4 \pm 0.4$$

Calcul de A : La distribution des particules dans le temps est donnée par la loi de Poisson :

$$\frac{e^{-m} m^x}{x!} \quad \text{où}$$

x est le nombre de particules observées pendant le temps T et $m = \bar{x}$, la moyenne de la distribution.

Cependant, si l'on mesure le nombre de mésons X par rapport au nombre total de mésons X et μ , la loi de distribution est celle des épreuves répétées (loi du binôme) :

$$P_{nv}(p) = \frac{n!}{v! (n-v)!} p^v (1-p)^{n-v} \quad \text{où}$$

n : nombre total d'épreuves = nombre de mésons μ et X observés,

v : nombre de succès = nombre de mésons X observés,

p : probabilité de l'événement " X ", d'où (voir début du §) :

$$p = \frac{\bar{N}_X}{\bar{N}_X + \bar{N}_\mu} = \frac{a_X F_X}{a_X F_X + a_\mu F_\mu} = \frac{aA}{aA + 1} \quad \text{où}$$

$$a = \frac{a_X}{a_\mu}, \quad A = \frac{F_X}{F_\mu} ;$$

On en tire alors la valeur de A :

$$A = \frac{p}{a(1-p)}$$

On ne connaît évidemment pas p . Tout ce que l'on peut trouver est une estimation p^* de p .

Lors d'un échantillonnage au hasard, nous avons extrait d'une population binomiale un échantillon consistant en $n = 432$ mésons μ et X et $v = 0$ mésons X . Par la méthode de vraisemblance maximum (maximum likelihood), on montre immédiatement que :

$$p^* = \frac{v}{n} = 0$$

d'où $A^* = 0$ (A^* est une estimation de A)

On ne peut évidemment pas conclure que $p = 0$. En fait,

$$0 \leq p \leq p_2$$

où p_2 est une limite supérieure qui dépend du coefficient de confiance β que l'on adopte. Il lui correspondra une limite supérieure A_2 telle que :

$$0 \leq A \leq A_2 .$$

5. 2. Intervalles de confiance²³⁾

Comme nous comparerons notre résultat à celui du groupe russe, il est important de calculer avec un soin particulier les limites de A qui correspondent à un coefficient de confiance donné. Voici d'abord quelques renseignements sur les intervalles de confiance :

Soit un échantillon $x_1, x_2, \dots, x_n$ extrait d'une population de densité de distribution $f(x, \hat{m})$ où $\hat{m}$ est une valeur fixe mais inconnue d'un paramètre m . Par une opération O sur l'échantillon particulier, on peut quelquefois déterminer un intervalle $I (c_1 \leq m \leq c_2)$ à l'intérieur duquel la vraie valeur $\hat{m}$ de m se trouve avec une confiance β . Voici ce que l'on entend par "confiance β " : Supposons que l'on prélève de la même population n échantillons indépendants. Au moyen de l'opération O , on déterminera alors les n intervalles correspondants $I_1, I_2, \dots, I_n$. La valeur $\hat{m}$ se trouvera à l'intérieur de k de ces n intervalles. Le rapport k/n converge stochastiquement vers β lorsque n tend vers l'infini. Par conséquent β est la probabilité que l'intervalle I déterminé à partir d'un échantillon arbitraire, contienne la vraie valeur $\hat{m}$ de m . On appelle :

I : intervalle de confiance

c_1, c_2 : limites de confiance

β : coefficient de confiance

$\varepsilon = 1 - \beta$: niveau de confiance.

L'opération O est la suivante : Soit m^* une estimation de m basée sur un échantillonnage. Appelons $M(m^*, m)$ la fonction de distribution de m^* pour une valeur particulière de m . Le problème est de déterminer 2 fonctions $g_1(m, \beta)$ et $g_2(m, \beta)$

telles que pour des valeurs arbitraires de β et de m , β soit la probabilité que $g_1(m, \beta) \leq m^* \leq g_2(m, \beta)$, c'est-à-dire :

$$(1) \quad P\{g_1(m, \beta) \leq m^* \leq g_2(m, \beta)\} = \int_{g_1(m, \beta)}^{g_2(m, \beta)} M(m^*, m) dm^* = \beta$$

Lorsque β est fixe, g_1 et g_2 ne sont pas uniques. On les choisit en général de telle sorte que l'intervalle I soit aussi petit que possible.

Si $\varepsilon = \varepsilon_1 + \varepsilon_2 = 1 - \beta$, g_1 et g_2 peuvent être déterminés à partir des 2 équations :

$$\int_{-\infty}^{g_1} M(m^*, m) dm^* = \varepsilon_1 \quad \quad \quad \int_{g_2}^{\infty} M(m^*, m) dm^* = \varepsilon_2$$

Lorsqu'on fait varier m en conservant β fixe, les points (m, g_1) et (m, g_2) décrivent 2 courbes (fig. 10). Si m_1^* est la valeur de m^* obtenue à partir d'un échantillon particulier, la droite $m^* = m_1^*$ coupera les courbes g_2 et g_1 en 2 points d'abscisse $c_1 = c_1(m_1^*, \beta)$ et $c_2 = c_2(m_1^*, \beta)$ respectivement. On obtiendra alors l'intervalle I en prenant c_I comme la valeur de m telle que

$$g_2(m, \beta) = m_1^*$$

et c_2 comme la valeur de m telle que

$$g_1(m, \beta) = m_1^* .$$

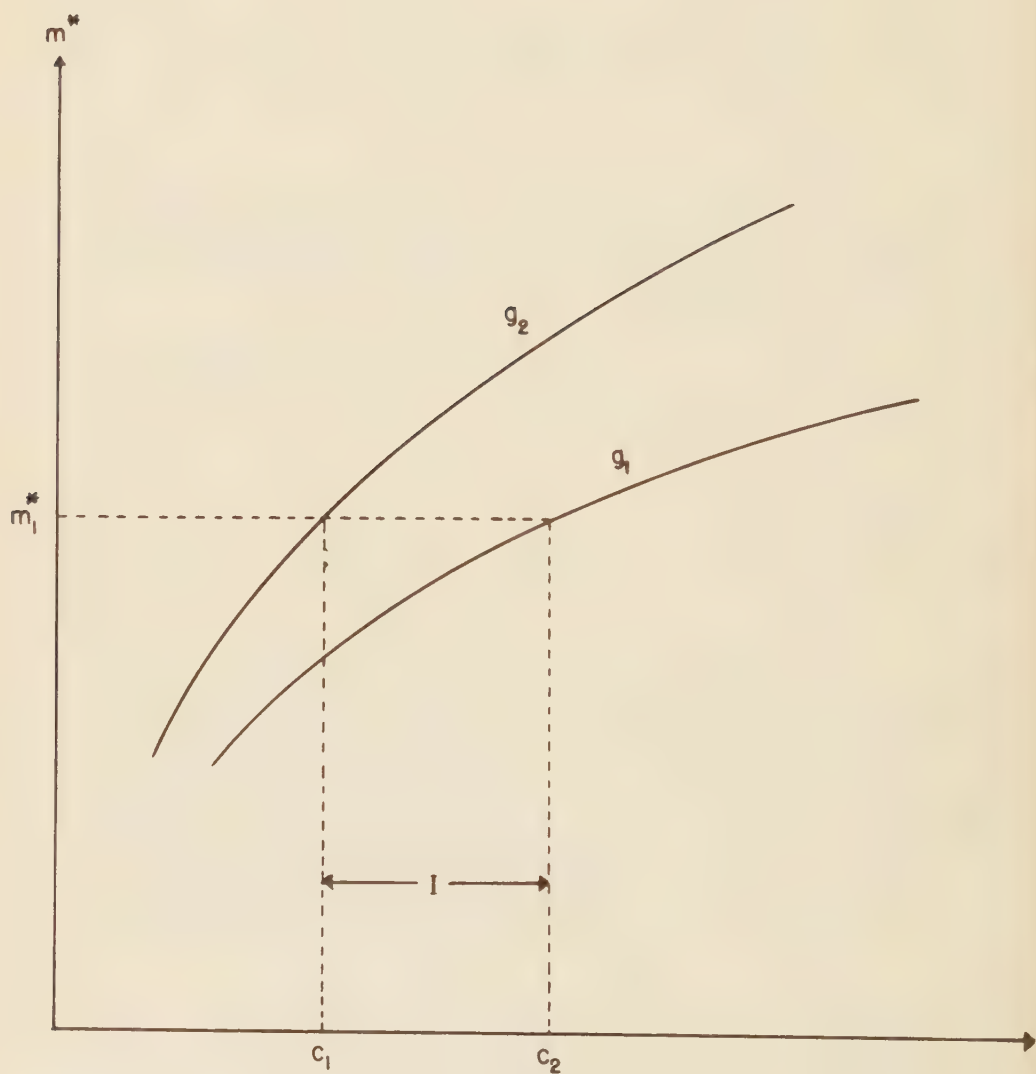


Fig. 10

Si l'on a affaire à une distribution discrète, le seul changement est que (1) devient :

$$P\{g_1(m, \beta) \leq m^* \leq g_2(m, \beta)\} \geq \beta,$$

c'est-à-dire que la probabilité que l'intervalle I contienne la vraie valeur $\hat{m}$ de m est au moins égale à β .

5. 3. Application à la distribution binomiale P_{nv}

Soient :

$$P_{nv} = \binom{n}{v} p^v q^{n-v} \quad \text{où} \quad q = 1-p,$$

$$(2) \quad \sum_{v=0}^n P_{nv} = (p+q)^n = 1,$$

et $p^* = \frac{n}{v}$, une estimation de p .

1^{er} cas : $p^* \neq 0$

La probabilité que $v \leq np^*$ est donnée par la somme D des $np^* + 1$ premiers termes de (2), tandis que la probabilité que $v \geq np^*$ est donnée par la somme T des $n - np^* + 1$ derniers termes de (2). Donc pour obtenir l'intervalle de confiance $p_1 \leq p \leq p_2$ de niveau ε , il suffit de calculer p_1 et p_2 à partir des 2 équations :

$$T = \sum_{v=np}^n \binom{n}{v} p_1^v (1-p_1)^{n-v} = \frac{\varepsilon}{2} \quad \text{et} \quad D = \sum_{v=0}^{np^*} \binom{n}{v} p_2^v (1-p_2)^{n-v} = \frac{\varepsilon}{2}$$

Une table permet de trouver p_1 et p_2 .

Remarque : Lorsque $n \geq 30$ et $0.03 \leq p \leq 0.97$, la distribution binomiale peut être approchée par une distribution de Gauss de moyenne p et d'écart quadratique moyen

$$\sigma_p^* = \sqrt{\frac{p(1-p)}{n}}$$

Posons :

$$t = \frac{(p-p^*)\sqrt{n}}{\sqrt{p(1-p)}} ;$$

il suffit alors de trouver la valeur numérique de G telle que

$$\frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_G^\infty e^{-t^2/2} dt = \frac{\varepsilon}{2}$$

où

$$G = \frac{(p-p^*)\sqrt{n}}{\sqrt{p(1-p)}} .$$

p_1 et p_2 sont donc les racines de l'équation quadratique :

$$p^2(n + G^2) - p(2np^* + G^2) + np^{*2} = 0.$$

2ième cas : $p^* = 0$

L'intervalle $p_1 \leq p \leq p_2$ devient $0 \leq p \leq p_2$ où p_2 est solution de l'équation :

$$D = \sum_{v=0}^n \binom{n}{v} p_2^v (1-p_2)^{n-v} = \varepsilon$$

qui se réduit à :

$$(1-p_2)^n = \varepsilon \quad \text{d'où}$$

$$p_2 = 1 - \sqrt[n]{\varepsilon}$$

5. 4. Calcul de la limite supérieure de A

Nous avons trouvé :

$v = 0$ mésons X et $n = 432$ mésons μ . Or $a = 2.4 \pm 0.4$, d'où

$$p^* = \frac{v}{n} = 0 \quad \text{et} \quad A^* = \frac{p^*}{a(1-p^*)} = 0 .$$

a) Intervalle correspondant à une confiance de 50% :

Dans ce cas : $\beta = 0.50$ et $\varepsilon = 1 - \beta = 0.50$,

$$p_2 = 1 - \sqrt[n]{\varepsilon} = 1 - \sqrt[432]{0.50} = 0.16 \cdot 10^{-2} ; \text{ d'où}$$

$$0 \leq p \leq 0.16 \cdot 10^{-2} \quad \text{et} \quad 0 \leq A \leq 0.07 \cdot 10^{-2} .$$

b) Intervalle correspondant à une confiance de 95% :

$$\beta = 0.95 ; \varepsilon = 0.05 ; p_2 = 1 - \sqrt[432]{0.05} = 0.69 \cdot 10^{-2} ;$$

$$\text{d'où} \quad 0 \leq p \leq 0.69 \cdot 10^{-2} \quad \text{et} \quad 0 \leq A \leq 0.29 \cdot 10^{-2} .$$

Compte tenu de l'imprécision du facteur a , le résultat final de notre expérience est :

$$\text{Confiance de 50\%} : A = \frac{F_X}{F_\mu} \leq 0.1\%$$

c

$$\text{Confiance de 95\%} : A = \frac{F_X}{F_\mu} \leq 0.3\% .$$

Il en résulte donc que si les particules de masse $500 m_e$ sont présentes dans le rayonnement cosmique, il y a 95% de chances que le rapport A de leur flux à celui des mésons μ soit $\leq 0.3\%$. Ce résultat n'est évidemment valable que pour des

particules dont le parcours R est compris dans l'intervalle :
 $120 \leq R \leq 200 \text{ g/cm}^2 \text{ Cu}$. Il lui correspond l'intervalle suivant de
quantité de mouvement P :

$450 \leq P_X \leq 580 \text{ Mev/c}$ pour les particules de masse $500 m_e$,

$300 \leq P \leq 420 \text{ Mev/c}$ pour les mésons μ .

Rappelons également que ces recherches ont été effectuées à 3250 mètres d'altitude et à 42° de latitude géomagnétique nord.

6. COMPARAISON AVEC L'EXPERIENCE D'ALIKHANIYAN¹⁾

6. 1. Introduction

Alikhaniyan et ses collaborateurs trouvèrent au total 11 particules de masse comprise entre 450 et 600 m_e environ. En 1947 déjà, ils découvrirent une de ces particules. Cependant la validité de leur résultat fut sérieusement mise en doute²⁴⁾. Dès 1952, ils entreprirent alors une série de mesures avec un appareil considérablement amélioré. En voici une brève description :

Entre 2 chambres de Wilson à écrans se trouve un spectromètre magnétique de 4800 gauss. La chambre supérieure qui contient 5 plaques de plomb de 1 cm d'épaisseur permet de détecter l'origine de certaines particules. La trajectoire des particules dans le spectromètre est relevée au moyen d'un hodoscope (5 couches de compteurs GM); la courbure mesurée permet de calculer la quantité de mouvement P. La chambre inférieure qui contient 7 plaques de plomb de 7 mm d'épaisseur sert à mesurer le parcours R. Comme dans notre expérience, la masse m d'une particule est calculée à partir de P et R. L'intervalle de parcours considéré est environ :

$$55 \leq R \leq 96 \text{ g/cm}^2 \text{ d'équivalent de cuivre}$$

Dans une série de mesures, Alikhaniyan et ses collaborateurs observèrent 255 mésons μ et 10 particules de masse 500 m_e environ (9 négatives et 1 positive). Ils calculèrent que dans des conditions d'observation identiques des mésons μ et X, ils auraient trouvé approximativement 1600 mésons μ et 15 mésons X. Cela correspond à un facteur a de (voir § 5.1) :

$$a = 4.18$$

Cette valeur de a n'est valable que dans le cas d'une distribution isotrope des mésons μ et X.

6. 2. Calcul du rapport A (d'après les résultats d'Alikhaniyan)

$$\text{Nous avons vu que } A = \frac{F_X}{F_\mu} = \frac{p}{a(1-p)} .$$

Les résultats du groupe russe sont :

Nombre de mésons X observés : $v = 10$

Nombre de mésons μ observés : $n - v = 255$ d'où $n = 265$.

$a = 4.18$.

On en tire :

$$p^* = \frac{v}{n} = 3.77 \cdot 10^{-2} \quad \text{et} \quad A^* = 0.94\%.$$

Calcul des limites de confiance : Puisque $n > 30$ et $0.03 < p^* < 0.97$, la distribution binomiale P_{nv} peut être approchée par une distribution normale. Les limites p_2 et p_1 de l'intervalle de confiance sont, comme nous l'avons vu, les 2 racines de l'équation quadratique (voir § 5.3) :

$$p^2(n + G^2) - p(2np^* + G^2) + np^{*2} = 0$$

où G est fonction du niveau de confiance ε ($\frac{\varepsilon}{2} = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_G^\infty e^{-t^2/2} dt$).

Le résultat est le suivant :

$$\text{Confiance de 50\% : } A = 0.94 \begin{matrix} +0.22 \\ -0.18 \end{matrix} \%$$

$$\text{Confiance de 95\% : } A = 0.94 \begin{matrix} +0.80 \\ -0.44 \end{matrix} \%$$

Dans ce calcul, nous n'avons pas tenu compte de l'imprécision du facteur a que nous ne connaissons pas.

On peut cependant comparer le résultat d'Alikhaniyan au nôtre en ne prenant en considération que les erreurs statistiques. La figure 11. donne les limites supérieures et inférieures de A en fonction du coefficient de confiance β . Dans notre cas, l'imprécision de a n'augmente la limite supérieure que de 15%.

Nous avons signalé que le facteur $a = 4.18$ correspondant à l'expérience russe ne tient pas compte de la distribution anisotrope des particules. Alikhaniyan indique simplement dans son article que si l'on prend en considération cette anisotropie, le rapport A des flux se rapproche de 0.5%. Nous avons essayé de calculer a en utilisant ce que nous connaissons du dispositif expérimental russe. En tenant compte de cette anisotropie ($I_\theta = I_0 \cos^2 \theta$, voir § 5.1.), nous avons obtenu :

$$a = 3.0 ,$$

ce qui correspond à un rapport des flux :

$$A = 1.3 \% \quad \text{au lieu de} \quad 0.5 \leq A \leq 0.9 \%$$

Cette différence n'est pas très grande; mais on doit en conclure néanmoins que nous ne connaissons pas tous les détails de l'expérience du groupe russe. En particulier, il est possible que la précision de l'hodoscope dépende de la quantité de mouvement. Il n'est probablement pas aisé, dans un bruit de fond donné, de relever une trajectoire très courbée, ce qui signifie qu'il est peut-être plus difficile d'observer un méson μ qu'un méson X . Dans ces conditions, le facteur α doit être évidemment augmenté.

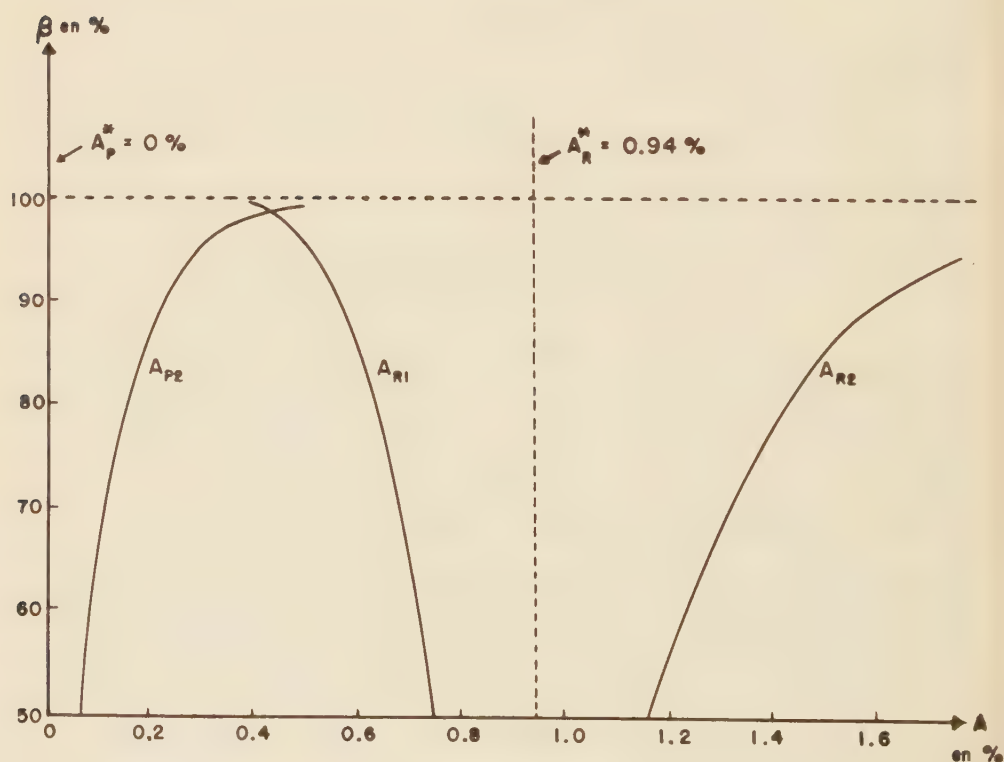


Fig. 11. Limites supérieures (2) et inférieures (1) du rapport A des flux en fonction du coefficient de confiance β . (P : Princeton; R : Russe).

6. 3. Test d'hypothèse

L'accord entre le résultat d'Alikhaniyan et le nôtre n'est donc pas très bon. On peut essayer de mesurer l'ordre de grandeur du désaccord. D'un point de vue purement statistique, les 2 expériences ne sont pas autre chose que des échantillonnages. Mais est-ce que les 2 échantillons obtenus proviennent de la même population ? En d'autres termes, est-ce que les 2 résultats sont compatibles avec l'hypothèse que le rapport A des flux était le même au cours des 2 expériences ?

Tester une hypothèse H consiste à déterminer si le résultat d'un échantillonnage au hasard est compatible avec l'hypothèse. Supposons que ce que l'on considère soit mesuré par une quantité D. Soit ε la probabilité que $D > D_0$ dans un échantillon d'importance n, prélevé au hasard, lorsqu'on suppose l'hypothèse réalisée. Si, lors de l'échantillonnage, on observe que $D > D_0$, l'hypothèse est rejetée au niveau de signification ε . Si au contraire, on observe que $D \leq D_0$, l'hypothèse est alors acceptée comme étant une interprétation raisonnable du résultat obtenu. ε doit être choisi convenablement, selon le but du test et la nature des données. On choisit généralement $\varepsilon \leq 0.05$. Plus ε est petit, plus le test est sévère.

Soit p la probabilité de l'événement E qui consiste en l'observation d'une particule de masse $500 m_e$.

Nous avons partiellement effectué le test au moyen de la fonction χ^2 . Nous avons examiné 2 cas :

1)	$A_{\text{Princeton}} = 0,$	$a_{\text{Princeton}} = 2.4 ,$
	$A_{\text{Russe}} = 0,9 \% ,$	$a_{\text{Russe}} = 4.18 ,$

Dans ces conditions, le résultat du test indique que l'hypothèse "p identique" doit être rejetée au niveau $\epsilon = 0.001$, ce qui signifie qu'il est extrêmement douteux que les 2 échantillons proviennent de la même population.

2) Conditions les plus favorables à un accord :

$$A_{\text{Princeton}} = 0, \quad a_{\text{Princeton}} = 2.0 \text{ (car } a_p = 2.4 \pm 0.4)$$

$$A_{\text{Russe}} = 0.5\%, \text{ ce qui correspond à } a_{\text{Russe}} = 7.84.$$

Dans ce cas, l'hypothèse "p identique" doit être rejetée au niveau $\epsilon = 0.05$, mais acceptée au niveau $\epsilon = 0.02$. Donc même dans ces conditions, il est raisonnable de douter que les 2 échantillons aient été extraits de la même population.

Il est certain que les 2 expériences n'ont pas été faites dans des conditions exactement identiques. Les physiciens russes entreprirent leur recherche au Mont Alagez (3200 mètres) situé dans le Caucase à la latitude géomagnétique de 32° . Si l'altitude d'Echo Lake (Colorado) est pratiquement la même (3250 mètres), la latitude géomagnétique en revanche est sensiblement différente: 42° . Or on sait que le champ magnétique terrestre ne permet pas à des particules primaires de n'importe quelle énergie d'atteindre tous les points de la surface de la terre, les régions de l'équateur magnétique étant les moins accessibles. Pour des particules d'énergie donnée, il y a sur la terre 3 régions :

- 1) Au-dessous d'une certaine latitude λ_1 , aucune particule n'arrive.
- 2) Entre λ_1 et une latitude plus élevée λ_2 , les particules arrivent de certaines directions seulement.

3) Au-dessus de λ_2 elles peuvent atteindre la surface de la terre en provenant de toutes les directions.

Echo Lake est donc plus accessible aux particules primaires puisque $\lambda_{\text{Echo Lake}} > \lambda_{\text{Mont Alagez}}$.

Si l'on a affaire à des particules secondaires, la situation peut être évidemment beaucoup plus compliquée.

Il est néanmoins peu probable que cette légère différence de latitude soit la cause du désaccord entre les 2 résultats.

Il y a un autre point important à signaler: les intervalles de parcours considérés dans les 2 expériences ne sont pas exactement les mêmes:

$$\begin{aligned} 55 \leq R \leq 96 \text{ g/cm}^2 \text{ Cu (exp. russe),} \\ 120 \leq R \leq 200 \text{ " " (Princeton).} \end{aligned}$$

Cependant, bien que ces 2 intervalles ne se chevauchent pas, nous ne pensons pas que ce fait puisse être la cause de résultats aussi différents. En effet le flux de mésons μ est pratiquement constant dans l'intervalle $50 \leq R \leq 200$. On ne sait évidemment rien du flux des particules de masse $500 m_e$, mais il est raisonnable de supposer qu'il ne présente pas de très grandes variations dans un intervalle aussi petit (50 - 200).

En résumé, le désaccord entre les 2 résultats ne semble pas provenir du fait que les conditions d'observation n'étaient pas exactement les mêmes dans les 2 expériences. Il faut donc essayer d'en chercher la cause ailleurs.

Tout d'abord, on peut s'étonner que d'autres groupes de recherches n'aient point trouvé de particules de masse $500 m_e$

au cours des 8 dernières années (à part quelques cas isolés). Alikhaniyan a cependant fait remarquer avec raison que durant cette période, la plupart des recherches faites avec des chambres de Wilson avaient pour but principal d'étudier des particules produites localement (mésons K, π , hypérons). Et dans les travaux effectués à l'aide d'émulsions photographiques, ce sont avant tout les particules accompagnées de désintégration caractéristique qui retenaient l'attention. Il n'y a pas de doute que de telles sélections peuvent conduire à l'exclusion de particules dont le mode de production ou de désintégration est moins bien défini.

Dans notre expérience, nous nous sommes précisément attachés à rechercher des particules qui ne sont pas produites localement. Néanmoins nous n'avons pas trouvé une seule particule de masse $500 m_e$. Nous ne croyons pas que nous ayons sous-estimé la valeur de leur flux (comparé à celui des mésons μ) car les quelques difficultés expérimentales que nous avons rencontrées devaient plutôt conduire à une surestimation. En effet, le champ magnétique et la disposition des compteurs de sélection étaient tels que beaucoup de particules s'arrêtaient près des limites du volume éclairé de la chambre inférieure. Dans ces conditions, il est parfois difficile de déterminer si l'on a affaire à un véritable arrêt. Cependant la détection d'un arrêt de particule de masse 500 est plus facile que celle d'un méson μ , car l'ionisation avant l'arrêt est plus caractéristique. Donc les conditions d'observation des particules de masse 500 étaient légèrement meilleures que celles des mésons μ . Il eût été préférable de sélectionner des particules entrant obliquement dans le télescope. Le champ magnétique les aurait alors dirigées dans la partie centrale de la chambre inférieure. Comme l'intensité du rayonnement cosmique

est maximum à la verticale, une telle sélection aurait résulté en une diminution du taux de comptage qui aurait cependant pu être compensée par l'emploi d'un plus grand angle solide.

Il n'y a pas de doute qu'Alikhaniyan et ses collaborateurs ont fait leur expérience avec beaucoup de soin. Outre la quantité de mouvement P et le parcours R , ils ont mesuré les angles de scattering dans la chambre inférieure. La masse obtenue à partir de R et les angles de scattering a confirmé celle calculée au moyen de P et R . Il y a peut-être une critique que l'on pourrait faire : L'augmentation de l'ionisation entre les différentes plaques n'a été vérifiée que qualitativement (estimation visuelle ou mesure de la largeur des traces avec un microphotomètre). Cette méthode n'est guère précise et il n'est pas toujours aisé, dans ces conditions, de détecter une interaction nucléaire, surtout s'il ne s'agit que d'un faible scattering inélastique. Il n'est donc pas complètement impossible que quelques mésons π aient été pris pour des particules de masse $500 m_e$. Nous croyons que la mesure précise de l'ionisation dans la chambre supérieure que nous avons effectuée constitue une meilleure vérification de la masse. D'ailleurs Alikhaniyan et ses coll. ont commencé une nouvelle série d'observations en incorporant dans leur appareillage des compteurs proportionnels qui leur permettent de mesurer l'ionisation avec précision ^{*)}.

^{*)} Nous venons d'apprendre que le groupe russe a trouvé 4 nouvelles particules de masse $500 m_e$ environ. La masse a été calculée à partir de P et R d'une part, et I et P d'autre part. Les 2 valeurs obtenues sont en bon accord.

En résumé, si les particules de masse $500 m_e$ sont présentes dans le rayonnement cosmique, nous pensons que la valeur de leur flux, comparé à celui des mésons μ , a été surestimée par Alikhaniyan. Cette surestimation provient peut-être simplement d'une sous-estimation du flux de mésons μ . *).

*) Nous venons également d'apprendre (communication privée) que J.W. Keuffel et al. (University of Utah) ont trouvé quelques particules de masse $500 m_e$ dans le rayonnement cosmique. Les premiers résultats indiquent que le rapport A du flux de ces particules à celui des mésons μ est de 0.1% environ. Ce résultat est en très bon accord avec le nôtre.

7. CONCLUSION

Le problème de la présence de particules de masse 500 m_e dans le rayonnement cosmique n'est certes pas encore résolu. En novembre 1957, lorsque nous avons arrêté nos mesures à Echo Lake, aucun groupe de recherches, à notre connaissance, n'était en mesure de confirmer l'existence de ces particules découvertes par Alikhaniyan. Durant les 8 derniers mois, la situation a quelque peu changé. Les premiers résultats de Keuffel militent en leur faveur. Mais il est certain que leur flux ne peut être que très faible ($\leq 0.2\%$ du flux de mésons μ). Cette constatation est importante car elle permet d'orienter de futures recherches dans une direction plus précise qu'auparavant. Il faut en effet avoir à disposition un appareillage qui soit particulièrement bien adapté à ce genre de recherches, c'est-à-dire qui permette de détecter un nombre suffisant de ces particules en un temps raisonnable.

BIBLIOGRAPHIE

- 1) A.I. Alikhaniyan, N.V. Shostakovich, A.T. Dadaian, V.N. Fedorov et B.N. Deriagin, Zhur. eks. teor. fiz. 31, 955 (1956).
Traduction anglaise : JETP 4, 826 (1957).
- 2) G.K. Lindeberg, Thesis, Princeton University (1957).
- 3) Daniel et al., Phil. Mag. 43, 753 (1952)
- 4) Daniel et al., Proc. Roy. Soc. 221, 351 (1954)
- 5) J.G. Wilson, "Experimental Data on the Heavy Unstable Particles", Progress in Cosmic Ray Physics II (Interscience Publishers, New York, 1954).
- 6) Seeman et al., Phys. Rev. 91, 446 (1953).
- 7) Wm. Howard Arnold, Jr., thesis, Princeton University (1955).
- 8) J. Hardy, thesis, Princeton University (1958).
- 9) H.A. Bethe, Phys. Rev. 70, 821, (1946).
- 10) R. Armenteros, B. Gregory, A. Hendel, A. Lagarrigue, L. Leprince-Ringuet, F. Muller et C. Peyrou, Nuovo Cimento 1, 95 (1955).
- 11) W. Aron, B.G. Hoffman et F. Williams, AECU - 663, University of California.
- 12) N. Bohr, Phil. Mag. 25, 10 (1913)
- 13) Bethe, H.A., Handbuch der Physik XXIV. 1. 519 (1933).

- 14) P. Budini, Nuovo Cimento, 10, 236 (1953).
 - 15) Jesse et al., Phys. Rev. 80, 1099 (1950).
 - 16) William et Terroux, Proc. Roy. Soc. A126, 289 (1930).
 - 17) Corson et Brode, Phys. Rev. 53, 733 (1938).
 - 18) W.E. Hazen, Phys. Rev. 63, 107 (1943).
 - 19) W.E. Hazen, Phys. Rev. 67, 269 (1945).
 - 20) R.H. Frost, Thesis, University of California (1947).
 - 21) E.W. Cowan, Phys. Rev. 94, 161 (1954).
 - 22) Fretter et al., Supplem. Nuovo Cimento 4, 569 (1956).
 - 23) Voir par exemple : "Handbook of probability and statistics with tables", Burington and May, (Handbook Publishers, Inc., Sandusky, Ohio).
 - 24) J.J. Daudin, Phys. Radium 14, 419 (1953).
-

